



Modélisation, fabrication et évaluation des photodiodes à avalanche polarisées en mode Geiger pour la détection du photon unique dans les applications Astrophysiques.

Denis Pellion

► To cite this version:

Denis Pellion. Modélisation, fabrication et évaluation des photodiodes à avalanche polarisées en mode Geiger pour la détection du photon unique dans les applications Astrophysiques.. Planète et Univers [physics]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT : . tel-00358847

HAL Id: tel-00358847

<https://theses.hal.science/tel-00358847>

Submitted on 4 Feb 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

Discipline ou spécialité : *Microélectronique et instrumentation en astrophysique.*

Présentée et soutenue par *PELLION Denis*

Le Lundi 08 décembre 2008

Titre : *Modélisation, fabrication et évaluation des photodiodes à avalanche polarisées en mode Geiger pour la détection du photon unique dans les applications Astrophysiques.*

JURY

VON-BALLMOOS Peter : Professeur d'université :Président

FEINSTEIN Fabrice : Professeur d'université Montpellier II : Rapporteur

SAMITIER Josep : Professeur et Recteur de l'université de Barcelone : Rapporteur

DE LA TAILLE Christophe : Ingénieur de recherche : Examineur

VANEL Jean Charles : Ingenieur de recherche : Examineur

CAMPS Thierry : Professeur d'université : Examineur

ESTEVE Daniel : Directeur de recherche émérite : co-directeur de thèse

BAZER-BACHI Robert : directeur de thèse

Ecole doctorale : *SDU2E*

Unité de recherche : *CESR (Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements)*

Directeur de Thèse : *BAZER-BACHI Robert : Professeur d'université*

Rapporteurs : *FEINSTEIN Fabrice et SAMITIER Josep*

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le directeur de cette thèse, **Mr Robert Bazer-Bachi**, pour m'avoir proposé ce sujet de recherche et m'avoir fait confiance, malgré les connaissances plutôt légères que j'avais en septembre 2004 sur les photomultiplicateurs, puis pour m'avoir guidé, conseillé et encouragé pendant quatre ans, tout en me laissant une grande liberté. J'espère avoir été à la hauteur de ses attentes. Je remercie sincèrement mon ancien professeur, à qui je garderai pour longtemps, une profonde reconnaissance ainsi qu'une grande considération.

Mes remerciements vont ensuite à **Mr Daniel Esteve**, co-directeur de thèse pour m'avoir encadré et effectué un suivi extrêmement rigoureux et régulier du travail que j'ai réalisé. Je le remercie infiniment pour la gentillesse et la patience qu'il a manifestées à mon égard durant cette thèse, pour tous les précieux conseils qu'il a bien voulu me donner et pour sa grande compétence pour répondre à chacune de mes interrogations.

Je ne sais comment exprimer ma gratitude à ces deux personnes autrement qu'en leur promettant d'agir comme eux avec les étudiants dans ma situation, si un jour l'occasion m'en est donnée. Cette thèse restera, pour moi, grâce à ces personnes remarquables, une expérience professionnelle extraordinairement enrichissante, passionnante et motivante.

Je tiens à remercier aussi **Mr Giovanni Bignami** directeur du CESR, et **Mr Dominique Lequeau** directeur de l'école doctorale SDU2E et de l'OMP en 2004, pour m'avoir accueilli et permis d'effectuer cette thèse au CESR, au sein du département des hautes énergies, dans le groupe du GIATHE, ainsi que leurs successeurs **Mr Jean-André Sauvaud**, **Mr Patrick Mascart** et **Mr Bernard Dupré**.

Je remercie aussi vivement **Mr Daniel De pinho**, créateur et PDG de la société Microtec, sans qui rien n'aurait été possible, pour avoir accepté de me faire un contrat CIFRE.

Je remercie les rapporteurs de cette thèse **Mr Fabrice Feinstein** et **Mr Josep Samitier** pour la rapidité avec laquelle ils ont lu mon manuscrit et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Ils ont contribué par leurs nombreuses remarques et suggestions à améliorer la qualité de ce mémoire et je leur en suis très reconnaissant. Merci également aux autres membres du jury qui ont accepté de juger ce travail et m'ont fait l'honneur d'assister à ma soutenance et en particulier à **Mr Peter Von-Ballmoos** pour l'avoir présidée.

Je remercie aussi toute « **l'équipe TEAM** du LAAS », pour leur soutien, leur aide, leur grande disponibilité et aussi leur bonne humeur. **Mr Hugues Granier** pour m'avoir accueilli dans la centrale de technologie, pour la confiance accordée ainsi que les moyens techniques et matériels mis à ma disposition. **Pierre-François Calmon** pour ses conseils dans la réalisation des masques. **Bernard Rousset** et **Laurent Bouscayrol** pour leurs conseils dans l'oxydation et l'activation-redistribution après implantation ionique, et pour les négociations dans l'utilisation des fours. **David Colin**, **Thierry Do conto** et **Samuel Charlot**, pour les multiples montages en salle d'assemblage qu'ils ont réalisés toujours avec beaucoup de sérieux.

Je remercie toutes les autres personnes du LAAS, notamment je pense à **Thierry Camps** et **Gérard Sarrabayrouse** qui se sont intéressés au sujet, qui ont donné leur temps et leur avis scientifique, qui ont fait progresser la technologie, la modélisation, les caractérisations et qui ont rendu cette thèse aussi enrichissante qu'agréable.

Je remercie toute « **l'équipe GIATHE** du CESR » sans qui cette thèse ne serait pas ce qu'elle est : aussi bien par les discussions, les suggestions ou contributions. Je pense ici en particulier à **Claude Magenc**, pour m'avoir fait partager ses 40 ans d'expériences d'électronicien et sa très grande philosophie du composant. **Abdelali Renane**, pour son excellente habileté à la négociation des espaces de travail, et la rédaction de publication et de CV. Je pense aussi à **Arnaud Le padellec**, pour son exceptionnel sens de l'administration française, et pour ses propositions de relecture de ma thèse. Je n'oublie pas **Veronique Borrel** et **Frederic Moutier**, qui ont suivi et travaillé sur le projet, participé aux réunions et donné leur avis scientifique lors des grands choix technologiques. Un grand merci aussi à mon ami **Khalil Jradi**, bien plus qu'un collègue, à la fois drôle dans les moments difficiles mais aussi très professionnel et sérieux, qui va présenter une thèse dans le même domaine. Je te souhaite les meilleurs résultats possibles. Merci pour ton aide dans la centrale de technologie du LAAS, la réalisation des masques, pour les soirées passées ensemble, des fois même jusqu'au matin, pour la caractérisation des composants en température.

Merci aussi aux différents stagiaires, qui ont travaillé sur le sujet et ont apporté ainsi une pierre à l'édifice. **Elodie Bras** pour la caractérisation, **Marie-Sophie Roustan** pour son étude de marché. **Naima Zabbar** pour son travail de modélisation physique. **Nezha Mouatassim** pour son travail dans le développement d'un banc de test. **Damien Pinet** et **Jocelyn Domange** pour leur étude astrophysique et aussi **Emeric Hache** pour son travail performant et professionnel ne supportant aucune entorse au règlement.

Enfin une pensée émue pour tous **les doctorants du CESR et du LAAS**, dans la même situation, avec qui j'ai partagé des soirées barbecue et des week-ends inoubliables en observant les étoiles. Exemple **Damien Castagné** qui après avoir suivi le même parcours que moi, du collège de PIBRAC jusqu'au CESR, partage la même passion de la randonnée sur glace.

Enfin pour leur soutien sans faille et permanent, je tiens à remercier de tout cœur **mes parents, ma mère** plus particulièrement pour sa patience pour mes fautes d'orthographe, merci pour ton aide. Enfin merci à ma sœur **Isabelle** pour son soutien et pour le temps passé à la fabrication de tous les gâteaux de l'extraordinaire pot de thèse.

Table des matières

Introduction à la thèse.	1
Chapitre 1 : La détection photonique : Dispositifs et applications.	7
Introduction	9
1.1 Le comptage de photons PM, APD, APD-Geiger.	9
1.1.1 Les détecteurs.	9
1.1.2 Les unités de mesures de ces appareils	10
1.2 Les applications de la détection à comptage de photons, PM, APD, APD-Geiger..	11
1.2.1 Les applications astrophysiques.	12
1.2.2 Les applications en Biologie moléculaire.	14
1.3 Généralités sur les dispositifs à dynodes: Photomultiplicateur.	14
1.4 Généralités sur les dispositifs semi-conducteurs classiques.	16
1.5 Généralités sur les dispositifs semi-conducteurs Geiger.	17
1.6 Comparaison, APD classique, APD-Geiger, SiPM, PM.	20
1.7 Notre problématique, motivation, organisation.	21
Conclusion.	22
Chapitre 2 : Conception d'une filière de dispositifs intégrés à comptage Geiger.	23
Introduction	25
2.1 L'effet de multiplication dans les jonctions à semi-conducteurs.	26
2.1.1 Les jonctions pn en fonctionnement inverse.	26
2.1.2 L'effet d'avalanche.	26
2.2 Caractéristiques de fonctionnement en mode Geiger.	27
2.3 Modélisation du gain : électrons-trous / photon.	30
2.3.1 Le modèle électrique avec générateur de tension.	30
2.3.2 Le modèle électrique en langage VHDL-AMS.	32
2.3.3 Le modèle physique.	33
2.3.4 Analyse des résultats des trois méthodes.	36
2.4 Le bruit de fond et ses origines	36
2.5 Les règles de conception	38
2.6 Choix d'un cahier des charges.	39
2.6.1 Les performances des détecteurs unitaires	39
2.6.2 Les détecteurs en matrice unitaire (monopixel et multi-cellules : SiPM).	40
2.7 Choix d'une filière technologique.	41
2.7.1 Pourquoi assurer l'homogénéité des composants ?	41
2.7.2 Comment assurer l'homogénéité des composants ?	41
2.7.3 Maîtrise du phénomène : « effets de bord ».	42
2.7.4 Le traitement des effets de bord.	43
2.8 Conception des masques.	44
2.8.1 Les structures d'essais.	44
2.8.2 Les tests intermédiaires.	45
Conclusion.	46

Chapitre 3 : La mise en œuvre technologique.	47
Introduction	49
3.1 Définition du processus technologique.	49
3.1.1 Homogénéité du dopage du substrat : évaluation des variations de la tension de fonctionnement et du gain obtenu.	49
3.1.2 Calcul des diffusions des anneaux de garde.	52
3.1.3 Importance et maîtrise de la durée de vie.	52
3.2 Le procédé propre.	55
3.2.1 La simulation du processus technologique, SILVACO.	55
3.2.2 Les grandes étapes technologiques	58
3.2.3 Le suivi des étapes technologiques.	60
3.2.4 Les tests et les contrôles.	60
3.2.5 Les premiers résultats.	61
3.2.6 Dispositifs et assemblage.	62
Conclusion.	64
 Chapitre 4 : Les caractérisations électriques des composants.	 65
Introduction	67
4.1 Les caractérisations statiques des détecteurs unitaires.	68
4.1.1 Les caractéristiques statiques $I(V)$ des différentes jonctions, dans le noir.	68
4.1.2 Vérification de la conformité des tensions de claquage aux objectifs de conception.	69
4.1.3 Influence des dimensions sur le courant de fuite.	69
4.1.4 Homogénéité de la tension de claquage sur le substrat.	72
4.1.5 Les Résistances en polysilicium.	73
4.1.6 Influence de la température.	76
4.1.7 Mesure des capacités des jonctions.	80
4.1.8 Comparaison des caractéristiques statiques avec les données de la littérature.	83
4.2 Les caractéristiques dynamiques des détecteurs unitaires.	86
4.2.1 Les caractéristiques dynamiques $V(t)$.	86
4.2.2 Les caractéristiques du bruit thermique en mode Geiger.	90
4.2.3 Les gains obtenus.	94
4.2.4 La coïncidence.	95
4.2.5 Influence de la température en mode Geiger.	95
4.2.6 Comparaison des caractéristiques dynamiques avec les données de la littérature.	98
4.3 Le fonctionnement matriciel.	100
4.3.1 L'homogénéité des dispositifs,	100
4.3.2 Les caractéristiques des SiPMs	102
4.3.3 Perspectives sur les imageurs	103
Conclusion.	105

Chapitre 5 : Les applications futures.	107
Introduction	109
5.1 Applications courantes des photomultiplicateurs	109
5.2 Disponibilités de composants solides sur le marché.	110
5.3 Les Applications	111
5.3.1 En biologie : Expérience de retour de fluorescence après photo aveuglement (FRAP) Détection à haute sensibilité d'intensités de fluorescence.	111
5.3.2 Projet de développement d'une Gamma-caméra médicale.	112
5.3.3 Applications en astrophysique.	114
Conclusion	120
 <i>Conclusion et perspective</i>	119
Référence	125
 ANNEXE A : Théorie de la jonction pn.	129
ANNEXE B : La simulation du procédé technologique.	153
ANNEXE C : Le procédé technologique propre.	159
ANNEXE D : Le polysilicium : étalonnages.	173
ANNEXE E : Les techniques d'acquisitions.	178
ANNEXE F : La coïncidence.	187

Table des figures

Figure 1.1 : Les différents domaines du spectre électromagnétique.	10
Figure 1.2 : HPMT: PM hybride dont le multiplicateur est fait à partir d'un scintillateur suivi d'un PM. HPD (hybride photodiode) utilise une diode au silicium comme structure multiplicatrice. HAPD utilise une APD (avalanche photodiode) pour multiplicateur.....	13
Figure 1.3 : Le photomultiplicateur [Réf 1. 55]	15
Figure 1.4 : Les SiPM de Hamamatsu [Réf 1. 27].	18
Figure 1.5 : Les SiPM de SensL [Réf 1. 36].	19
Figure 1.6 : Les SiPM de idquantique [Réf 1. 37].	19
Figure 2.1 : Caractéristique typique d'une jonction pn.	26
Figure 2.2 : L'avalanche dans les jonctions polarisées en inverse.	27
Figure 2.3 : Circuit de polarisation de base d'une APD-Geiger.	28
Figure 2.4 : M3: Tension aux bornes de la photodiode et Ch1: tension aux bornes de la résistance.	28
Figure 2.5: Modèle d'observation de l'impulsion Geiger et comptage avec comparateur.	29
Figure 2.6 : Premier modèle pour le mode Geiger quenching passif.	30
Figure 2.7 : Les impulsions Geiger : le modèle est en rouge issu du simulateur de circuit et la courbe expérimentale en noir issue d'un oscilloscope.	31
Figure 2.8 : Deuxième modèle pour le mode Geiger quenching passif.	32
Figure 2.9 : Champ électrique dans la zone de charge d'espace.	37
Figure 2.10 : Photographie d'un SiPM (fabrication LAAS) 16*16 photodiodes de 40 µm de coté.	40
Figure 2.11 : Structure de la photodiode	42
Figure 2.12 : Jonction plane sphérique et cylindrique.	43
Figure 2.13 : Les trois méthodes de prévention de la tension de claquage.	43
Figure 2.14 : Méthode choisie de prévention de la tension de claquage.....	43
Figure 2.15 : Le substrat de silicium à gauche et les masques à droite avec les structures d'essais.....	44
Figure 2.16 : Les structures d'essais à gauche les masques et a droite la réalisation sur silicium.	45
Figure 3.1 : Mesure de la résistivité de deux wafer vierge : S1_A et S2_A.	50
Figure 3.2 : Prévion de la tension de claquage obtenue avec la mesure de la résistivité (Équation A 8).	51
Figure 3.3 : Prévion de la variation du gain, calculée grâce à la tension de claquage.	51
Figure 3.4 : Mesure de la durée de vie des porteurs de charge, sur un substrat vierge.	53
Figure 3.5 : Mesure de la durée de vie des porteurs de charge, après l'oxydation sacrificielle (1035°C).	54
Figure 3.6 : Mesure de la durée de vie des porteurs de charge, après l'oxydation de passivation (1100°C).	54
Figure 3.7 : Mesure de la durée de vie des porteurs de charge, après le recuit d'activation (1100°C).	54
Figure 3.8 : Mesure de la durée de vie sur un substrat après les 3 étapes thermiques importantes.	54
Figure 3.9 : Structure de la photodiode en coupe avec et sans anneau de garde.....	55
Figure 3.10 : Nos premiers dispositifs protégés par MESA.....	58
Figure 3.11 : Présentation des trois puces sur le substrat.	62
Figure 3.12 : Les trois puces après la découpe du substrat.	62

Figure 3.13 : Les trois puces montées dans les trois boîtiers.	63
Figure 4.1 : Test des résistances ($200\text{ k}\Omega/\square$) en polysilicium.	73
Figure 4.2 : Test d'une résistance en série avec une photodiode avec un point de contrôle.	74
Figure 4.3 : Photographie d'une matrice de 248 photodiodes de $25\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre sans résistance.	77
Figure 4.4 : mesure de la constante diélectrique le l'oxyde ϵ_{SiO_2}	81
Figure 4.5 : Trois photodiodes de 10, 20 et $30\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, avec et sans resistance.	82
Figure 4.6 : Photographie d'un SiPM (MPPC) du fabricant Hamamatsu S10362-11-100.	84
Figure 4.7 : Les montages utilisés pour la visualisation des caractéristiques dynamiques.	86
Figure 4.8 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de quenching de $51\text{ k}\Omega$ pour une polarisation de $43,5\text{V}$ et $44,2\text{V}$ avec $V_{\text{br}} = 43\text{V}$	87
Figure 4.9 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de quenching de $100\text{ k}\Omega$ pour une polarisation de $44,1\text{V}$ et 45V	87
Figure 4.10 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de quenching de $200\text{ k}\Omega$ pour une polarisation de 45V et 47V	87
Figure 4.11 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de quenching de $500\text{ k}\Omega$ pour une polarisation de 48V et 53V	87
Figure 4.12 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de lecture de $51\text{ }\Omega$ pour une polarisation de 45 V (3 V over breakdown voltage) (résistance de quenching de $10\text{ k}\Omega$).	88
Figure 4.13 : Enregistrement des variations de l'amplitude de l'impulsion Geiger dans le noir.	89
Figure 4.14 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de lecture de $500\text{ }\Omega$ pour une polarisation de 50V (8V over breakdown voltage) (résistance de quenching intégrée de $200\text{ k}\Omega$ (1 carré)).	90
Figure 4.15 : Méthodes utilisées pour le comptage des impulsions Geiger.	91
Figure 4.16 : Montage électrique utilisé pour faire la coïncidence, et résultats obtenus.	95
Figure 4.17 : Photo d'un imageur composé de $8*8 = 64$ SiPM de $8*8 = 64$ cellules (photodiodes).	100
Figure 4.18 : Caractéristiques dynamiques de nos SiPM ($8*8$ photodiodes) avec 1PE et 2PE.	102
Figure 4.19 : Distribution des impulsions sur une charge de 50 ohms de nos SiPM ($8*8$ photodiodes) dans le noir.	102
Figure 4.20 : Distribution des impulsions sur une charge de 5 kohms de nos SiPM ($8*8$ photodiodes) avec une impulsion lumineuse.	102
Figure 4.21 : Le détecteur « imageur Geiger à haute densité de pixels » : 1 ^{er} version	103
Figure 4.22 : Le détecteur imageur Geiger à haute densité de pixels : 2 ^{ème} version	103
Figure 5.1 : Le FRAP.	111
Figure 5.2: Exemple de gamma caméra en position pour une scintigraphie cardiaque.	112
Figure 5.3 : schéma de principe d'acquisition et observation de signal.	115
Figure 5.4 : Notre dispositif à 5 photodiodes installé sur le télescope de 60 cm	115
Figure 5.5 : Profondeur d'atmosphère traversée par les gerbes atmosphériques pour des angles zénithaux de $0, 60$ et 90° . Une atmosphère équivaut à peu près à 1000 g.cm^{-2} [Réf 5. 5].	117
Figure 5.6 : Remplacement d'un PM par un SiPM.	118
Figure A 1 : La zone de charge d'espace.	137
Figure A 2 : Champ électrique dans la zone de charge d'espace.	140
Figure A 3 : Equation du champ électrique côté N et côté P.	141
Figure A 4 : Le condensateur plan.	150

Figure A 5 : Structure de la jonction pour le calcul de la capacité	151
Figure B 1 : Profil de dopage obtenu avec un substrat de résistivité : $0.85 \Omega.cm$	156
Figure B 2 : Profil de dopage obtenu avec un substrat de résistivité : $0.75 \Omega.cm$	157
Figure C 1 : Programme de l'oxydation sacrificielle.	159
Figure C 2 : Programme de l'oxydation de passivation.	160
Figure C 3 : Programme de l'activation de l'implantation n°1.	162
Figure C 4 : Programme de l'activation de l'implantation n°2.	164
Figure C 5 : Programme de l'activation de l'implantation n°3 et 4.	167
Figure D 1 : Mesure des résistances en polysilicium.	177
Figure E 1 : Copie de l'écran du logiciel Xilinx.	178
Figure E 2 : Copie de l'écran du logiciel ModelSim.	180
Figure E 3 : La carte électronique permettant de réaliser les acquisitions.	180
Figure E 4 : Copie de l'écran du logiciel Labview (notre interface).	181
Figure E 5 : Les étapes pour la conception d'un FPGA.	183
Figure F 1 : Le signal de coïncidence.	188
Figure F 2 : Etude de la largeur moyenne du signal de coïncidence double.	189

Table des équations

Équation 1.1 : Energie de la lumière	10
Équation 2.1 : Loi de Miller [Réf 2. 2].	27
Équation 2.2 : Expression simplifiée du gain en mode Geiger.	29
Équation 2.3 : Facteur de multiplication dans le domaine Geiger	33
Équation 2.4 : Equation du courant en fonction du nombre n d'électrons créés.	33
Équation 2.5 : Temps de séjour des porteurs.	34
Équation 2.6 : Accroissement des porteurs avec le temps (1).	34
Équation 2.7 : Accroissement des porteurs avec le temps (2).	34
Équation 2.8 : Accroissement des porteurs avec le temps.	34
Équation 2.9 : Accroissement du courant avec le temps.	34
Équation 2.10 : Les trois équations à retenir expliquant le phénomène Geiger.	34
Équation 2.11 : Estimation du bruit thermique volumique d'une jonction plane.	37
Équation 2.12 : Probabilité d'avalanche [Réf 2. 20].	37
Équation 4.1 : Courant de fuite de volume.	71
Équation 4.2 : Courant de fuite de surface.	71
Équation 4.3 : Calcul de la capacité du plot métallique de $200\mu m$ de coté.	81
Équation 5.1 : Probabilité d'avoir le signal issu d'une photodiode à '1'.	187
Équation 5.2 : Probabilité d'avoir le signal issu de deux photodiodes à '1'.	187
Équation 5.3 : Probabilité d'avoir le signal issu de trois photodiodes à '1'.	187
Équation 5.4 : Probabilité d'avoir le signal issu de deux photodiodes différentes à '1'.	188
Équation 5.5 : Probabilité d'avoir le signal issu de trois photodiodes différentes à '1'.	188
Équation 5.6 : Largeurs de l'impulsion pour une coïncidence double.	189
Équation 5.7 : Largeurs de l'impulsion pour une coïncidence triple.	189
Équation 5.8 : Probabilité d'avoir le signal de coïncidence à '1' avec deux photodiodes identiques.	190
Équation 5.9 : Probabilité d'avoir le signal de coïncidence à '1' avec trois photodiodes identiques.	190

Équation 5.10 : Egalité des probabilités pour calculer la fréquence de la coïncidence double.	190
Équation 5.11 : Fréquence de la coïncidence double f_{c2} .	190
Équation 5.12 : Fréquence de la coïncidence triple f_{c3} .	191
Équation 5.13 : Fréquence de la coïncidence double et triple pour des photodiodes différentes.	191
Équation A 1 : Expression de la résistivité.	131
Équation A 2 : Expression du dopage en fonction de la résistivité.	131
Équation A 3 : Vitesse thermique de l'électron.	132
Équation A 4 : Vitesse et mobilité.	132
Équation A 5 : Mobilité d'une particule.	133
Équation A 6 : Expression de la mobilité type P et type N.	133
Équation A 7 : Expression de la tension de claquage.	135
Équation A 8 : Expression de la tension de claquage simplifiée.	135
Équation A 9 : Equilibre de la zone de charge d'espace.	138
Équation A 10 : Expression des courants de diffusion pour le calcul de V_{diff} .	138
Équation A 11 : Expression du Potentiel de barrière par intégration du champ.	138
Équation A 12 : Expression du Potentiel de barrière V_{diff} en fonction du dopage N_A .	138
Équation A 13 : Densité de charge.	140
Équation A 14 : Relation de Poisson pour le côté P.	140
Équation A 15 : Equation pour le calcul du champ électrique en $x=0$ maximal.	141
Équation A 16 : Champ électrique en fonction des fractions internes de potentiel.	141
Équation A 17 : Champ électrique en fonction du dopage sans polarisation (équilibre).	141
Équation A 18 : Champ électrique simplifié en fonction du dopage sans polarisation.	141
Équation A 19 : Champ électrique maximal en fonction du dopage avec polarisation.	142
Équation A 20 : Champ électrique maximal simplifié avec polarisation.	142
Équation A 21 : Variation du champ électrique avec le facteur de polarisation.	142
Équation A 22 : Champ électrique en fonction du dopage en polarisation inverse maximale.	142
Équation A 23 : Expression de la zone de charge d'espace en fonction du dopage.	145
Équation A 24 : Zone de charge d'espace à l'équilibre thermodynamique côté N et côté P.	145
Équation A 25 : Zone de charge d'espace à l'équilibre côté N et côté P simplifié.	145
Équation A 26 : Profondeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre thermodynamique.	145
Équation A 27 : Zone de charge d'espace à l'équilibre thermodynamique simplifié.	146
Équation A 28 : Variation de la profondeur de la zone de charge d'espace avec polarisation.	146
Équation A 29 : Variation de la profondeur de la ZCE avec polarisation simplifiée.	146
Équation A 30 : Variation de la profondeur de la ZCE avec le facteur de polarisation.	146
Équation A 31 : Expression de la capacité.	150
Équation A 32 : Valeur numérique pour les plots de bonding.	150
Équation A 33 : Expression simplifié du gain en mode Geiger.	152
Équation D 1 : Equation d'Arrhenius.	174
Équation D 2 : Dose en atomes.cm ⁻² et Dopage en atomes.cm ⁻³ .	175
Équation F 1 : Probabilité d'avoir le signal issu d'une photodiode à '1'.	187
Équation F 2 : Probabilité d'avoir le signal issu de deux photodiodes à '1'.	187
Équation F 3 : Probabilité d'avoir le signal issu de trois photodiodes à '1'.	187
Équation F 4 : Probabilité d'avoir le signal issu de deux photodiodes différentes à '1'.	188
Équation F 5 : Probabilité d'avoir le signal issu de trois photodiodes différentes à '1'.	188
Équation F 6 : Largeurs de l'impulsion pour une coïncidence double.	189

Équation F 7 : Largeurs de l'impulsion pour une coïncidence triple.	189
Équation F 8 : Probabilité d'avoir le signal de coïncidence à '1' avec deux photodiodes identiques.	190
Équation F 9 : Probabilité d'avoir le signal de coïncidence à '1' avec trois photodiodes identiques.	190
Équation F 10 : Egalité des probabilités pour calculer la fréquence de la coïncidence double.	190
Équation F 11 : Fréquence de la coïncidence double f_{c2}	190
Équation F 12 : Fréquence de la coïncidence triple f_{c3}	191
Équation F 13 : Fréquence de la coïncidence double et triple pour des photodiodes différentes.	191

Table des graphiques

Graphique 1.1 : Conversion de flux lumineux pW en photon par seconde.	11
Graphique 2.1 : Evaluation du gain avec une capacité $C=50\text{fF}$: $(\Delta V.C)/q$	29
Graphique 2.2 : La simulation du courant i de décharge des capacités.	31
Graphique 2.3 : La simulation du courant i pour différentes tensions de polarisation.	31
Graphique 2.4 : La simulation du gain de notre modèle électrique en fonction de la tension de polarisation.	32
Graphique 2.5 : Résolution des équations donnant la tension aux bornes de l'APD.	35
Graphique 2.6 : Résolution des équations donnant le courant i , internet de l'APD, révélateur du gain.	35
Graphique 2.7 : Modélisation du gain du modèle physique.	35
Graphique 2.8 : Comparaison des trois méthodes donnant le gain en fonction de la tension..	36
Graphique 3.1 : Profil de dopage, au centre et sur l'anneau de garde pour un substrat de résistivité $0,85 \Omega.\text{cm}$ (gauche) et un $0,75 \Omega.\text{cm}$ (droite).	56
Graphique 3.2 : Caractéristiques $I(V)$ de, l'anneau de garde, la région N^{++} , et la structure complète, en simulation SILVACO pour un substrat de résistivité $0,85 \Omega.\text{cm}$ (haut) et un $0,75 \Omega.\text{cm}$ (bas).	57
Graphique 4.1: Caractéristiques statiques des zones de test pour les trois jonctions du substrat n°1.	68
Graphique 4.2: Caractéristiques statiques des zones de test pour les trois jonctions du substrat n°2.	68
Graphique 4.3 : Caractéristiques statiques pour différents diamètres de photodiodes.	69
Graphique 4.4 : Courant de fuite des photodiodes en fonction du périmètre.	70
Graphique 4.5 : Courant de fuite des photodiodes en fonction de la surface.	70
Graphique 4.6 : Courant de fuite (dans le noir) de nos dispositifs par unité de surface.	71
Graphique 4.7 : Caractéristique statique $I(V)$ des photodiodes « tests » de $150\mu\text{m}$ de diamètre dans le noir.	72
Graphique 4.8 : Homogénéité des résistances sur le substrat.	75
Graphique 4.9 : Mesure de la caractéristique statique d'un ensemble de photodiode.	76
Graphique 4.10 : Influence de la température sur les caractéristiques électriques statique dans le noir.	78
Graphique 4.11 : Evolution du courant de fuite d'une matrice de 248 photodiodes avec la température.	79
Graphique 4.12 : Evolution de la tension de claquage d'une photodiode de $30 \mu\text{m}$ avec la température.	80

Graphique 4.13 : Résultat en fréquence du capacimètre.....	81
Graphique 4.14 : Variation de la capacité des photodiodes, théorique et expérimentale.	82
Graphique 4.15 : Caractéristiques courant-tension des matrices de photodiodes (SiPM) de SensL (Irlande) 3640 micro-cells, area (3*3) mm ² d'après [Réf 4. 11].....	83
Graphique 4.16 : Caractéristiques courant-tension des photodiodes de ITC-irst (Italie) de 40µm	83
Graphique 4.17 : Caractéristiques courant-tension des matrices de photodiodes (SiPM) de ITC-irst (Italie) 625 micro-cells de 40 x 40 µm, area 1 mm ²	83
Graphique 4.18 : Evolution de la tension de claquage en fonction de la température pour les 3 SiPM Hamamatsu d'après [Réf 4. 12].	84
Graphique 4.19 : Caractéristiques courant-tension des résistances seules et d'une matrice de photodiodes+résistance (SiPM) dans le sens passant de ITC-irst (Italie).	85
Graphique 4.20 : Comptage des impulsions thermiques expérimentales, pour 4 types de photodiodes de différents diamètres.....	92
Graphique 4.21 : Bruit thermique par unité de surface, calculé avec les résultats du Graphique 4.20.....	92
Graphique 4.22 : Mesure expérimentale de la dispersion du bruit thermique.	93
Graphique 4.23 : Probabilités d'apparition des événements thermiques pour 4 polarisations différentes calculées avec les résultats du Graphique 4.22.	93
Graphique 4.24 : Le gain de nos photodiodes en mode Geiger à 20°C.	94
Graphique 4.25 : Mesure du déclenchement thermique d'une photodiode de 100 µm de diamètre pour différentes températures.....	96
Graphique 4.26 : Variation du déclenchement thermique d'une photodiode de 100 µm de diamètre en fonction de la température.	96
Graphique 4.27 : Bruit thermique en mode Geiger en fonction de la tension pour différentes températures et pour une photodiode de 20 µm de diamètre.	97
Graphique 4.28 : Le gain expérimental des trois SiPM de Hamamatsu en fonction de la tension d'alimentation.	98
Graphique 4.29 : Les courbes dynamiques temporelles en sortie du SiPM (à gauche) et la distribution des impulsions sur une charge de 50 ohms, avec 1 canal = 1mV (à droite) V _{pol} =71,0V.....	98
Graphique 4.30 : Présentation du gain des dispositifs CPTA.	99
Graphique 4.31 : Le déclenchement thermique expérimental des trois SiPM de Hamamatsu en fonction de la tension d'alimentation.	99
Graphique 4.32 : Le déclenchement thermique expérimental des photodiodes de SensL.....	99
Graphique 4.33 : Caractéristiques statiques des 64 SiPM de l'imageur.	101
Graphique 5.1 : Flash de lumière enregistré par le système.....	116
Graphique A 1 : Résistivité en fonction du dopage entre 10 ¹² et 10 ²⁰ atomes.cm ⁻³	132
Graphique A 2 : Mobilité en fonction du dopage entre 10 ¹² et 10 ²⁰ atomes.cm ⁻³	134
Graphique A 3 : Tension de claquage en fonction du dopage entre 10 ¹³ et 10 ¹⁸ atomes.cm ⁻³	136
Graphique A 4 : Tension de claquage en fonction de la résistivité entre 0,1 et 1000 Ω.cm. .	136
Graphique A 5 : Variation du potentiel de barrière en fonction du dopage.	139
Graphique A 6 : Le champ électrique en x=0 en polarisation inverse maximale (E _{br}).	143
Graphique A 7 : Le champ électrique en x=0 sans polarisation en fonction du dopage à 20°C.	143
Graphique A 8 : Evolution du champ électrique en fonction de la tension pour N _A = 2.10 ¹⁶ à 20°C.....	144
Graphique A 9 : Profondeur de la zone de charge d'espace en fonction du dopage.....	147
Graphique A 10 : Profondeur de la zone de charge d'espace en fonction de la résistivité. ...	147

Graphique A 11 : Profondeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre.	148
Graphique A 12 : ZCE en fonction de la tension pour $N_A = 2.10^{16}$ atomes.cm ⁻³	148
Graphique A 13 : Zone de charge d'espace en fonction de la tension de claquage.	149
Graphique A 14 : ZCE en fonction de la tension de claquage entre 10 et 100V.	149
Graphique A 15 : Variation de la capacité d'une jonction en fonction de la polarisation.	151
Graphique B 1 : Caractéristique courant tension d'une photodiode complète pour un substrat 0.85 Ω .cm.	156
Graphique B 2 : Caractéristique courant tension d'une photodiode complète pour un substrat 0.75 Ω .cm.	157
Graphique D 1 : Evolution de la résistivité en fonction du dopage (littérature).	176
Graphique D 2 : Evolution de la résistivité en fonction du dopage au LAAS.	176
Graphique E 1 : Copie de l'écran du logiciel ModelSim.	179

Table des tableaux

Tableau 1.1 : Domaine d'utilisations des compteurs de photons.	11
Tableau 1.2 : Les fournisseurs et les utilisations de photomultiplicateurs [Réf 1. 24][Réf 1. 26].	16
Tableau 1.3 : Les principaux fournisseurs de compteurs de photons (Geiger).	17
Tableau 1.4 : Tableau des SiPM Hamamatsu [Réf 1. 27].	18
Tableau 1.5 : Tableau des SiPM SensL [Réf 1. 36].	19
Tableau 1.6 : Tableau des SiPM idquantique [Réf 1. 36].	20
Tableau 1.7 : Tableau de comparaison, APD classique, APD-Geiger, SiPM, PM.	20
Tableau 2.1 : Sensibilité théorique de la jonction : [Réf 2. 20].	38
Tableau 3.1 : Tension de claquage théorique (SILVACO) des jonctions pour deux types de résistivité	57
Tableau 3.2 : Procédé de fabrication proposé	59
Tableau 3.3 : Mesures effectuées et appareils utilisés en salle blanche.	60
Tableau 3.4 : Suivi des épaisseurs SiO ₂ et polysilicium.	60
Tableau 4.1 : Les tensions de claquage théorique et mesurées sur les caractéristiques électriques pour les deux types de substrats.	69
Tableau 4.2 : Courant de fuite pour des photodiodes de différents diamètres.	70
Tableau 4.3 : Evolution du courant de fuite et de la tension de claquage relevé sur le Graphique 4.10.	78
Tableau 4.4 : Tableau des capacités à 40V	82
Tableau 4.5 : Tableau de comparaison : tension de claquage.	83
Tableau 4.6 : Les résultats des caractéristiques dynamiques pour une photodiode de 15 μ m de diamètre en utilisant le montage n°1.	88
Tableau 5.1 : Tableau récapitulatif des coïncidences attendues et obtenu dans le noir.	115
Tableau A 1 : Quelques constantes physiques	130
Tableau A 2 : Table de la mobilité pour le silicium et le germanium.	133
Tableau A 3 : Coefficients pour la mobilité des électrons et des trous (empirique).	133
Tableau B 1 : Tension de claquage et profondeur de jonction théorique pour deux types de résistivité.	158
Tableau D 1 : Valeur de la résistivité en fonction du dopage au LAAS.	177

Introduction à la thèse

Cette thèse est présentée dans le cadre de l'école doctorale SDU2E (Sciences de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace). Son sujet concerne l'astronomie et l'astrophysique, et porte principalement sur les technologies instrumentales qui permettront peut-être bientôt d'améliorer sensiblement les performances des instruments utilisés pour observer le Cosmos, qui nous envoie toutes sortes de messages que nous pouvons détecter et enregistrer, soit dans l'espace, soit dans notre atmosphère, soit dans les profondeurs marines ou sub-terrestres.

Le « messenger » le plus anciennement connu est le classique photon, « cette obscure clarté qui tombe des étoiles ». On sait qu'en dehors de la bande spectrale visible, le spectre est très vaste. Si les télescopes optiques, dotés de caméras CCD, sont bien adaptés au spectre visible, il faut changer de capteur si l'on change de gamme d'énergie et de type de rayonnement.

Les rayonnements extraterrestres sont composés de photons, et de particules, chargées ou non, qui sont majoritairement stoppées par l'atmosphère, et génériquement connues sous le nom de « Rayons Cosmiques ». C'est en 1911 que Victor Hess, physicien autrichien, embarque des électroscopes dans un ballon qui s'élève à 5 Km d'altitude. Il note une augmentation de ce que mesurent ses instruments avec l'altitude, et en déduit que la source doit être cosmique. En 1938, Pierre Auger, physicien français, met en évidence l'existence de gerbes atmosphériques traduisant l'interaction du rayon cosmique dans l'atmosphère, sous la forme d'un phénomène ultra-rapide qu'il baptise « grande gerbe ».

Cette gerbe va être absorbée par l'atmosphère. Cependant, en raison de la très grande énergie du rayon cosmique primaire, cette extinction de la gerbe se fait progressivement, sous la forme du développement d'une cascade multiplicative de diverses particules, chacune ayant une énergie de plus en plus faible. Au niveau du sol, on recueille des particules de faible énergie et divers rayonnements électromagnétiques, et en particulier un front d'onde de quelques nanosecondes, dans le domaine visible, connu sous le nom d'effet Tcherenkov. Pour l'astrophysicien professionnel, interpréter ces flashes de lumière (effet Tcherenkov) est absolument nécessaire. **C'est l'étude de ce rayonnement qui a motivé notre travail de thèse, sur des dispositifs nouveaux aux sensibilités photoniques extrêmes.**

Cette thèse s'est déroulée au Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements qui dans son Département Scientifique et Technique des Hautes Energies (DST-HE) a participé à de nombreuses expériences, au sol, en ballon, et en satellite. Dans le domaine plus particulier dit THE (très haute énergie), au-delà de 10 GeV, on ne peut plus observer les photons car leur flux est trop faible : c'est alors l'atmosphère terrestre elle-même qui sert de détecteur, au travers de l'émission Tcherenkov.

Ces vingt dernières années plusieurs expériences ont été mises au point pour mesurer les flashes Tcherenkov, avec comme détecteur de base le photomultiplicateur (PM). L'expérience progressivement acquise au travers des projets AsGat, puis CAT et CELESTE, a montré l'intérêt d'obtenir une image du front d'onde, afin de déterminer la nature de la particule incidente initiale (photon ou particule chargée). En effet, dans la recherche des sources de photons gamma, toutes les particules chargées sont des parasites à écarter, mais cent fois plus nombreuses que les photons eux-mêmes : obtenir une image détaillée est indispensable pour l'identification ! La « pixellisation » à retenir est donc un compromis entre le nombre de photomultiplicateurs utilisés et le coût du détecteur. A titre d'exemple, l'expérience HESS-II, qui va entrer en opération fin 2009, comporte 2000 PM, avec un coût global de l'ordre de 10 M€.

Quels vont être les développements instrumentaux futurs en astronomie gamma THE ? C'est au sein d'un consortium international, le CTA (Tcherenkov Telescope Array) que sont aujourd'hui débattues ces perspectives. La solution par défaut est bien sûr de continuer dans la voie des photomultiplicateurs, capteurs bien connus dont l'utilisation est maîtrisée par les divers laboratoires. On imagine néanmoins, difficilement les coûts et encombrements encourus sans une nouvelle génération d'imageurs.

Dans ce travail de thèse, nous étudions donc la voie alternative d'un nouveau détecteur intégré : Photomultiplicateur sur silicium (SiPM) ayant des performances optiques et d'intégration intéressantes pour les types d'application que nous venons d'évoquer. Dans les années 2000, on a pu assister à l'émergence de ces nouveaux détecteurs extrêmement sensibles, qui réalisent, pour la première fois, la détection du photon unique, et qui se présentent comme des composants électroniques sur silicium. Ces composants sont des jonctions pn fonctionnant en avalanche, en régime dit : « Geiger » [Réf 1. 31][Réf 1. 32]. Ces nouveaux détecteurs sur silicium sont conçus sur la base de photodiodes à avalanche (APD) polarisées de manière discontinue : armement-détection, dans des niveaux de multiplication très élevés conduisant à des gains électrons/photons de 10^6 à 10^7 . La détection du photon unique avec ce nouveau détecteur est en train d'ouvrir la voie à des applications prometteuses dans tous les domaines de la détection rapide et ultra sensible : biologie, télécommunication, instrumentation astrophysique...

Pour notre part, nous nous intéressons aux perspectives ouvertes par ces nouveaux dispositifs, dans les applications à l'instrumentation astrophysique :

Nous voulons évaluer l'applicabilité de ces nouveaux composants à la détection et à la mesure de phénomènes lumineux transitoires rapides et de faible intensité, dus aux flashes atmosphériques Tcherenkov. Nous verrons plus loin que c'est un phénomène similaire à une onde de choc, produisant un flash de lumière, qui a lieu lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu. Plusieurs expériences en cours comme « HESS » ou « ANTARES » mesurent ces phénomènes avec comme détecteur de base le photomultiplicateur à dynode sous vide [Réf 1. 33][Réf 1. 34]. Dans ces expériences s'agit de l'approche habituelle de détection des photons par PMT à dynodes extrêmement sensibles (gain = 10^6).

En 2001, lorsqu'on commencé d'émerger les perspectives d'applications possibles à l'astrophysique avec ces nouveaux détecteurs (SiPM), nous nous sommes mobilisé pour en étudier plus profondément les possibilités. Sans fournisseur sur le marché, il était nécessaire de commencer par une réflexion sur la technologie de ces dispositifs : c'est ainsi qu'un contact a été pris avec le LAAS-CNRS et qu'un accord de collaboration a été convenu le 22 novembre 2001 entre le CESR et le LAAS. L'ambition, à ce moment là, était très grande puisque l'on envisageait une première étape de mise au point technologique, et une étape de mise en œuvre selon deux directions d'application : l'astrophysique (CESR) et les biomicrosystèmes (LAAS). Une étape de valorisation a été ensuite engagée avec l'entreprise Microtec, que nous remercions ici, pour nous avoir permis dans le cadre d'une convention CIFRE (CESR/Microtec) de réaliser ce travail de thèse. La société Microtec conduit parallèlement la mise au point d'un ensemble électronique permettant de faire fonctionner correctement ces nouveaux dispositifs en régime Geiger et propose une première génération de détecteurs.

Le principe de fonctionnement d'un détecteur à base d'APD-Geiger se résume comme suit : la photodiode est portée à son potentiel d'avalanche, avec une légère surtension. Elle se trouve alors dans un état « armé » de « grande sensibilité de détection ». L'adsorption d'un photon unique ou la génération d'un porteur thermique parasite, va déclencher un effet de multiplication intense dans la zone de fort champ électrique. L'impulsion de courant qui en

résulte entraîne la décharge de la capacité de jonction, avec un gain très important ($>10^6$), qui témoigne de l'événement. Un circuit électronique annexe (actif ou passif) viendra ensuite éteindre l'avalanche puis réamorcer au plus vite la photodiode, pour la remettre dans son état « armé ». Ce phénomène est fondamentalement connu depuis 1963 [Réf 1. 53] mais n'avait pas été exploité autrement que dans des travaux de recherche pour caractériser l'effet d'avalanche. Une raison simple à ce désintéressement est que le dispositif, pour être fonctionnel, doit rester de très petite dimension (diamètre $< 100 \mu\text{m}$) car le niveau de bruit de fond lié aux générations spontanées de porteurs thermiques devient prohibitif. L'idée de nos collègues russe [Réf 1. 54] a été de disposer en parallèle de nombreux pixels autonomes dans le but d'avoir une surface sensible à la lumière d'au moins 1mm^2 et à relancé l'intérêt de cette technologie. Dans ce nouveau dispositif, chaque pixel comporte une résistance de charge de telle sorte que l'arrivée d'un photon sur un pixel, l'inhibe en signalant l'arrivée du photon sans désarmer les autres pixels. Une simple résistance de mesure détecte le signal photonique reçu. Grâce à ce subterfuge, des surfaces de détection beaucoup plus grandes sont possibles, ce qui permet de reconsidérer la question de comparaisons entre une solution solide de type SiPM (Silicon Photomultiplier) et une solution classique à dynode PM (photomultiplicateur). On peut penser que si la technologie sur silicium est maîtrisée et que l'on puisse concevoir les dispositifs sur la base de fabrications collectives alors, à performances comparables, le marché devrait privilégier ces solutions solides plus faciles à mettre en œuvre : encombrement réduit, intégration importante, tension d'alimentation plus faible, efficacité quantique plus importante, insensibilité aux champs magnétiques ...

Compte tenu de ces perspectives, de nombreuses équipes de recherche se sont mises au travail et commencent à proposer des solutions.

Les obstacles à résoudre sont les suivants :

- 1) Il faut essayer de réduire les tensions de fonctionnement à des niveaux compatibles avec les électroniques intégrées habituelles tout en conservant la compatibilité avec le phénomène d'avalanche ($V_{br} > 15\text{V}$).
- 2) Il faut réduire les effets de bord et les courants de génération-recombinaison dans les charges d'espace qui sont une source de bruit qui arbitre les dimensions dans les dispositifs élémentaires et génère du bruit très gênant pour le bon fonctionnement du dispositif.
- 3) Il faut assurer l'homogénéité de la production : tous les pixels doivent avoir les mêmes caractéristiques et les mêmes performances.

A ce jour, la conception et les technologies ne sont pas définitivement arrêtées. Plusieurs options peuvent être envisagées selon que l'on privilégie l'une ou l'autre de ces exigences. En particulier un choix important doit être fait entre une option intégrable compatible avec les technologies des circuits intégrés et une option de dispositif spécialisé. Notre position, dans la mesure où la performance nous intéresse en priorité, a été d'opter pour des dispositifs SiPM spécialisés isolés n'intégrant que la résistance de charge et nous avons travaillé à l'amélioration des performances de bruit et d'homogénéité.

Un plan de travail commun au CESR, au LAAS et à MICROTEC a été défini. Il est composé des étapes suivantes :

1 - La mise au point d'une filière technologique, pour la fabrication d'une photodiode à avalanche conçue pour le mode Geiger. Cette technologie doit exploiter l'état de l'art le plus avancé pour atteindre des performances d'homogénéité et de reproductibilité compatibles avec des objectifs d'imageries visés à long terme.

2 - La conception et la réalisation de détecteurs unitaires avec leur électronique pour des applications de détection rapide et de très grande sensibilité en astrophysique et bio-instrumentation.

3 - La conception et la réalisation d'un imageur.

Notre travail concerne surtout les points (1) et (2). Le point (3) fait l'objet d'une étude complémentaire menée par un autre doctorant [Réf 1. 39].

Notre tâche, dans cette perspective, a été principalement de concevoir et de mettre en œuvre, avec l'appui et le contrôle des technologues du LAAS, une filière des dispositifs Geiger/SiPM et de la caractériser par rapport à l'état de l'art. En effet, ce projet est parallèle à l'émergence dans plusieurs autres sociétés ou laboratoires d'activités de même ambition dont certaines commencent une étape de valorisation commerciale : Tableau 1.

Acronyme	NOM	LIEU	site internet	leader
	HAMAMATSU	Japan	www.hamamatsu.com	
	ITC-irst	Italy	www.itc.it/irst	N. Dinu, R. Battiston, M. Boscardin
Micro Photon Devices	MPD	Milano Italy	www.microphotondevices.com	Sergio Cova, Franco Zappa
	SensL	Ireland	www.sensl.com	
	EPFL : LPHE	Lausanne Suisse		p.popovic
	Id Quantique	Geneva, Suisse	www.idquantique.com	Edoardo Charbon, Alexis Rochas
Center for Perspective Technologies Apparatus	CPTA	Forimtech SA, Swiss	www.forimtech.ch.com	
	CPTA	Obninsk University Russia	www.zao-cpta.ru	V.Golovin
	PHOTONIQUE SA	Geneve Suisse	www.photonique.ch	
Moscow Engineering Physics Institute	MEPhI	Moscou, Russia	www.microphotondevices.com	Boris Dolgoshein, V.Saveliev, Otte
Joint Institute for Nuclear Research	JINR	Dubna, Russia		
Radiation Monitoring Devices	RMD	Boston USA	www.rmdinc.com	
	Princeton Lightwave	USA	www.princetonlightwave.com	

Tableau 1 : Les principaux fabricant de photodiodes pour le comptage du photon unique (Geiger).

L'originalité de notre approche est de vouloir anticiper les applications à l'imagerie ce qui implique des particularités de conception et de technologie. En particulier, pour pouvoir un jour réaliser des matrices de plusieurs milliers de points, il convient que tous les détecteurs soient identiques. Pour réaliser cet objectif, il faut absolument que les dopages des jonctions soient identiques. Notre choix a donc été de travailler sur des substrats homogènes définissant directement les tensions d'avalanches.

Les travaux présentés dans cette thèse sont séparés en cinq chapitres :

(1) : Chapitre 1 : Etat de l'art de la détection photonique ultra sensible, qui introduit à côté des photomultiplicateurs, le SiPM et détaille la problématique de cette thèse.

(2) : Chapitre 2 : Développement d'un modèle, et calculs liés au mode Geiger : c'est le chapitre consacré à la conception des détecteurs SiPM.

(3) : Chapitre 3 : Présentation du processus de technologique complet pour la fabrication des photodiodes à avalanche : le processus sera d'abord traité en simulation puis en technologie microélectronique.

(4) : Chapitre 4 : Résultats obtenus, caractérisations électriques des dispositifs ainsi réalisés : nous comparerons nos dispositifs prototypes aux dispositifs commerciaux existants.

(5) : Chapitre 5 : Applications futures pour l'astrophysique réalisables avec ces dispositifs ainsi qu'une expérience réalisée au Pic du Midi. Autres applications.

chapitre 1

*La détection photonique :
Dispositifs et applications.*

Introduction

L'optique, et aujourd'hui l'optoélectronique sont des domaines d'activités importants pour de nombreux secteurs applicatifs. Nous nous intéressons ici aux détecteurs photoniques dans les applications astrophysiques dont une problématique prioritaire et permanente est de disposer de détecteurs à très haute sensibilité. Notre étude est aussi couplée à des travaux plus larges de caractérisations diverses allant jusqu'à la biologie où les besoins en performances rejoignent aussi ceux des détecteurs à très haute sensibilité.

Nous allons dans ce chapitre, considérer tout d'abord l'état de l'art des détecteurs existants et les évaluer par rapport à nos exigences de très haute sensibilité : nous distinguerons dans l'analyse, les applications où le besoin de détection est ponctuel, des applications où l'image est souhaitable.

Après avoir fait ce tour d'horizon, nous présenterons les détecteurs silicium de nouvelle génération SiPM ou à comptage Geiger de photons. Nous ferons un bref retour historique puis décrirons l'état actuel des performances.

Nous présentons finalement notre problématique de thèse.

1.1 Le comptage de photons PM, APD, APD-Geiger.

1.1.1 Les détecteurs.

Le comptage des photons utilise des photo-détecteurs, principalement des photomultiplicateurs, ou des dispositifs à semi-conducteur. Les performances du photodétecteur sont extrêmes lorsqu'il s'agit de faire du « comptage de photons ». Cette technique est incontournable lorsque la quantité de lumière est extrêmement faible c'est-à-dire lorsque les photons s'individualisent et que la mesure analogique classique devient extrêmement difficile à utiliser. Dans les années 2000, le concept d'une nouvelle génération de compteur de photons est apparu : les SiPM (Silicon-Photomultiplier), commercialisés, depuis peu, (janvier 2008) par Hamamatsu sous le nom de MPPC (Multi Pixel Photon Counter) et SensL sous le nom de SPM (Silicon Photomultiplier). Il s'agit de matrices de photodiodes (par exemple $32 \times 32 = 1024$ photodiodes) polarisées en mode Geiger, formant un seul et unique détecteur indivisible d'une surface de détection millimétrique. Chaque photon génère une impulsion de courant qui va durer le temps de transfert électronique dans le dispositif : photodiode à avalanche (APD), APD-Geiger, SiPM ou photomultiplicateur. A la sortie du détecteur, le comptage du nombre d'impulsions représentera le nombre de photons reçus. Afin de s'affranchir de différents défauts inhérents à chaque détecteur, le compteur de photons peut disposer de différents circuits : préamplificateur rapide, discriminateur de hauteur d'impulsions, circuit de remise en forme, circuit de comptage FPGA, tiroir à coïncidence... Afin de ne compter que les impulsions correspondant à l'évènement à mesurer, le discriminateur doit filtrer les impulsions « non valides » venant du détecteur. L'ensemble de la chaîne de mesure peut également être synchronisé avec l'évènement à mesurer. Il faut s'assurer que le compteur choisi est bien adapté à la mesure. Les deux principales caractéristiques limitant la détection sont le « temps mort » et le « déclenchement parasite » (bruit de fond) :

- le temps mort : ce paramètre exprime le temps de « non fonctionnement » du détecteur après une détection.

- le déclenchement parasite : Ce paramètre limite le nombre minimal de photons, mesurables à la seconde. Il est dû à différentes limites inhérentes aux détecteurs (notamment dans les semi-conducteurs la génération thermique de paires électron-trou). Il doit être faible par rapport au taux du signal.

D'autres paramètres propres à chaque détecteur, et à chaque application ont également leur importance : la surface totale de détection, le pourcentage de surface sensible, l'efficacité quantique, le gain, la résolution temporelle, le délai de mise en route qui caractérise le temps nécessaire pour que le détecteur atteigne ses performances nominales. Le Tableau 1.1 présente quelques applications utilisant la détection photonique avec, une technologie à semi-conducteur, une technologie photomultiplicateur, ou une solution hybride.

1.1.2 Les unités de mesures de ces appareils

Le photon, vision corpusculaire d'une onde électromagnétique, est caractérisé soit par sa longueur d'onde λ , soit par sa fréquence ν , ou encore par son énergie E exprimée en électron-Volt (eV). Ces trois grandeurs sont reliées par l'Équation 1.1, qui fait intervenir la vitesse de la lumière c et la constante de Planck h .

$$E = h.\nu = \frac{h.c}{\lambda}$$

Équation 1.1 : Énergie de la lumière

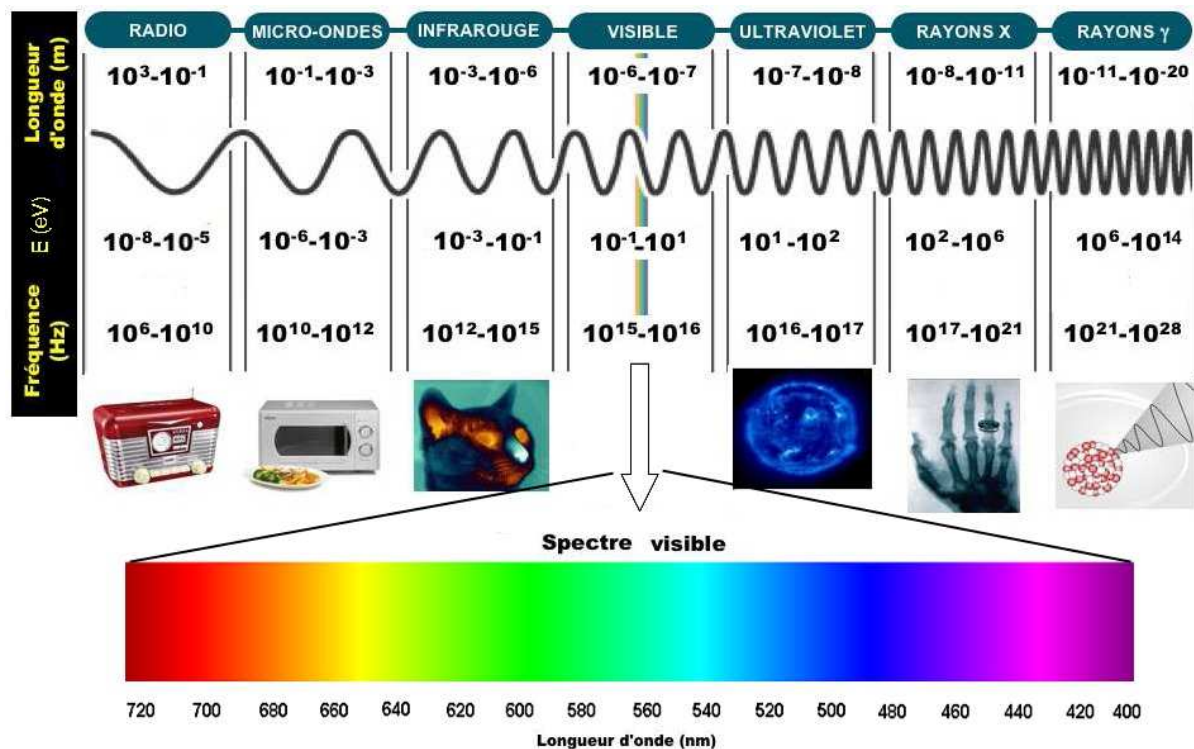
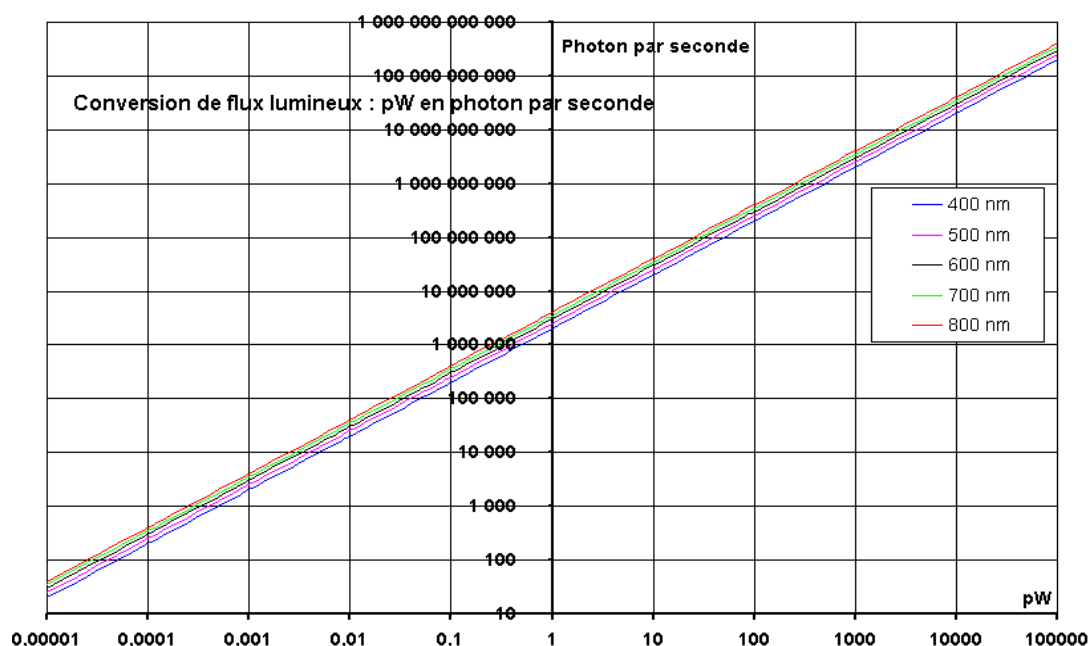


Figure 1.1 : Les différents domaines du spectre électromagnétique.

La Figure 1.1 rappelle, l'ensemble du spectre électromagnétique, depuis les ondes radio jusqu'aux rayons gamma, en passant par la petite fenêtre de la lumière visible et le Graphique 1.1 les différentes unités de mesure utile en photonique.



Graphique 1.1 : Conversion de flux lumineux pW en photon par seconde.

1.2 Les applications de la détection à comptage de photons, PM, APD, APD-Geiger.

Biologie	
<ul style="list-style-type: none">– Spectroscopie par corrélation de photons– La microscopie confocale– Mesure de la durée de vie de fluorescence– Spectroscopie de corrélation fluorescente– Capteurs biologiques, capteurs chimiques– Puces à ADN et séquençage, puces à protéines– Instrumentation Scientifique– Cytométrie de flux– Électrophorèse capillaire– Imagerie FRET– Détection de molécule unique– La détection d'armes biologiques	Réf 1. 47

Physique	
<ul style="list-style-type: none">– Détection des radiations– La détection de particules– Astronomie– Optique Adaptative– Instrumentation Scientifique	<div>Réf 1. 48</div> <div>Réf 1. 49</div>

Telecom	
<ul style="list-style-type: none">– La cryptographie quantique	Réf 1. 40

Astrophysique	
<ul style="list-style-type: none">– Recherche de neutrinos– Rayonnement cosmique	<div>Réf 1. 45</div> <div>Réf 1. 46</div>

Médecine	
<ul style="list-style-type: none">– Médecine nucléaire– La surveillance de l'environnement– Médecine nucléaire rayonnement (PET scan)– Détection X-Ray	Réf 1. 50

Autre	
<ul style="list-style-type: none">– LIDAR– réflectométrie– Etalonnage des particules	Réf 1. 51

Tableau 1.1 : Domaine d'utilisations des compteurs de photons.

1.2.1 Les applications astrophysiques.

Pour mieux situer les besoins « astrophysiques », nous allons présenter quelques expériences en cours, avec leurs détecteurs. Ces expériences sont toutes, regroupées et accessibles sur ce site internet : [Réf 1. 35]. Actuellement, les expériences d'astroparticules utilisent comme détecteur de base le PM, essentiellement pour la recherche de neutrinos (ANTARES, SNO...), l'observation du rayonnement cosmique (gamma) (Télescopes à effet Cerenkov, HESS), le temps de vie du proton (Super Kamiokande...).

Du point de vue des photomultiplicateurs, toutes ces expériences peuvent être classées en deux grandes catégories :

- Les télescopes sous-marins (hémisphériques) pour l'étude des neutrinos de très haute énergie requièrent des photomultiplicateurs ayant une grande surface de détection, une grande efficacité quantique et de collection, une très haute résolution en énergie, de bonnes caractéristiques temporelles, un haut gain et un grand angle solide.
- Les autres détecteurs de neutrinos ainsi que ceux étudiant le temps de vie du proton nécessitent des photomultiplicateurs ayant toutes les caractéristiques des photomultiplicateurs de la catégorie précédente mais requièrent en plus un très faible niveau de bruit de fond. Les détecteurs de rayons cosmiques de très hautes énergies (HESS) demandent des photomultiplicateurs ayant essentiellement, une grande surface efficace, une très grande gamme dynamique et une très bonne linéarité sur l'ensemble de cette gamme.

a) Télescope sous marin (neutrinos de très haute énergie)

Cinq expériences utilisant le principe du télescope sous-marin ont été réalisées ou sont en cours de construction :

BAIKAL en Russie	[Réf 1. 1] [Réf 1. 2]
AMANDA et ICECUBE au pôle Sud	[Réf 1. 3] [Réf 1. 4]
ANTARES sur les côtes françaises de Méditerranée	[Réf 1. 5] [Réf 1. 6]
NESTOR sur les côtes grecques	[Réf 1. 7] [Réf 1. 8]
NEMO en Sicile	[Réf 1. 9] [Réf 1. 10].

Les paramètres importants pour le choix des PM sont : la surface effective, la réponse en électron unique et la résolution temporelle. Pour améliorer la détection des signaux lumineux faibles, il faut une surface effective (produit de la surface de la photocathode par l'efficacité quantique et par l'efficacité de collection) la plus grande possible. Le rapport pic sur valet (P/V) doit être le plus grand possible car la gamme dynamique est comprise entre un et quelques dizaines de photoélectrons. La connaissance précise du temps d'arrivée des particules étant primordiale pour la reconstruction des angles d'arrivée, un PM très rapide avec une bonne résolution temporelle est nécessaire. Dans les expériences en mer, le bruit de fond du PM ainsi que le taux de post-impulsions ne sont pas des paramètres restrictifs en raison du bruit dû à la radioactivité naturelle présent dans l'eau de l'océan et de la présence de lumière émise par les organismes vivants (bioluminescence).

b) Grands détecteurs à effet Tcherenkov (neutrinos, décroissance du proton)

Compte tenu des faibles flux et des très faibles sections efficaces d'interaction, il faut un très grand volume de détection (eau purifiée ou scintillateur liquide). La complexité de l'instrumentation de ces grands détecteurs se heurte à la très grande quantité de PM souvent nécessaires. On note plusieurs expériences actuellement :

SNO aux Etats-Unis	[Réf 1. 11] [Réf 1. 12]
MiniBooNE aux Etats-Unis	[Réf 1. 13] [Réf 1. 14]
Borexino en Italie	[Réf 1. 15] [Réf 1. 16]
KamLAND	[Réf 1. 17]
Super Kamiokande au Japon	[Réf 1. 18] [Réf 1. 19]
VERITAS aux Etats-Unis	[Réf 1. 20]
MAGIC au Canaries	[Réf 1. 21] [Réf 1. 22]
HESS en Afrique	[Réf 1. 23].

La reconstruction de la direction de la particule incidente se fait par la mesure du temps d'arrivée des photons Tcherenkov sur les PM et celle de l'énergie se fait par la mesure de la quantité de lumière arrivant sur les PM. La gamme dynamique va de un à plusieurs centaines de photoélectrons. Les paramètres importants pour le choix des PM sont : la résolution temporelle, l'efficacité de la photocathode et le niveau de bruit de fond.

c) Expériences astrophysiques futures, (Les nouveaux besoins).

Pour les futures expériences, des solutions de remplacement des PM traditionnels sont à l'étude (Expérience BAIKAL).

Les PM hybrides :

Dans les PM hybrides, les photons sont convertis par une photocathode en électrons, puis ces photoélectrons sont accélérés sous quelques dizaines de kilos volts jusqu'à un multiplicateur semi-conducteur. Plusieurs types de multiplicateur d'électrons sont possibles pour les PM hybrides Figure 1.2 : soit une APD (Avalanche Photo Diode), soit une diode Silicium ou bien un scintillateur suivi d'un PM de lecture (comme dans l'expérience BAIKAL). Les performances (réponse en électron unique et fluctuation de temps de transit) des PM hybrides sont généralement meilleures que celles des PM standards.

En revanche leur coût sera plus élevé. Le rendement quantique restera faible en raison de la photocathode toujours à 25%. L'impossibilité de réaliser des imageurs à haute densité de pixels et la sensibilité aux champs magnétique demeure.

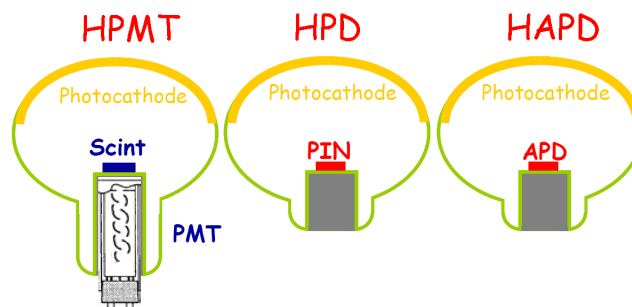


Figure 1.2 : HPMT: PM hybride dont le multiplicateur est fait à partir d'un scintillateur suivi d'un PM. HPD (hybride photodiode) utilise une diode au silicium comme structure multiplicatrice. HAPD utilise une APD (avalanche photodiode) pour multiplicateur.

1.2.2 Les applications en Biologie moléculaire.

L'activité photonique des molécules est un élément très important pour la caractérisation des mécanismes biochimiques. Elle prend essentiellement deux formes :

Cas (i) : La fluorescence, qui peut être définie comme la signature photonique d'un milieu biologique après excitation qui peut être aussi photonique. L'excitation amène les atomes qui composent les milieux dans un état excité. A l'arrêt de l'excitation les atomes retrouvent leur état d'équilibre naturel en échangeant l'énergie acquise avec le milieu environnant, en particulier par émission de photons dont le nombre, la répartition temporelle, et la longueur d'onde, caractérisent le milieu. Ces émissions de fluorescence sont donc très variables d'un milieu à l'autre, mais de manière générale, compte tenu de la volonté de réduire les quantités de matières testées, il faut utiliser des détecteurs très sensibles.

- pour le cas extrême où l'on va mesurer quelques 10^3 photons par seconde dans les mêmes conditions, les photomultiplicateurs sont utilisés.

- pour le cas où l'on veut mesurer un flux lumineux compris entre 10^3 et 10^4 photons par seconde sur une surface lumineuse inférieure à $200\mu\text{m}$, une photodiode à avalanche avec un fonctionnement normal peut être utilisée.

- pour des intensités de rayonnement plus élevées, on a tendance aujourd'hui à utiliser des détecteurs CCD matriciels qui permettent de recueillir aussi une image du milieu. Les avancées en imagerie CCD et le développement de sondes fluorescentes appropriées permettent aujourd'hui de visualiser des protéines fluorescentes dans des cellules vivantes au sein même d'organes ou d'embryons vivants et de les étudier au cours du temps, à condition que la vitesse et la sensibilité du détecteur le permettent.

Cas (ii) : La luminescence qui est le résultat d'émissions spontanées du milieu : En effet, certaines réactions biochimiques très caractéristiques peuvent s'accompagner d'émission de photons. Le phénomène est très peu intense, (quelques photons par seconde et par millimètre carré) et nécessite des détecteurs très sensibles, à ce jour des photomultiplicateurs éventuellement refroidis pour limiter le bruit : on est dans le domaine du comptage de photons où les dispositifs SiPM qui font l'objet de ce travail peuvent jouer un rôle utile.

Les laboratoires de biologie toulousains (IPBS, CBD, etc..) et le LAAS avec lesquels nous avons développé ces travaux, sont très intéressés pour des travaux de caractérisation de molécule biologique ou de cellule (Exemple IPBS) ; le LAAS est davantage concerné par la conception de biopuces, pour faire des analyses ou des diagnostics.

1.3 Généralités sur les dispositifs à dynodes: Photomultiplicateur.

Les photomultiplicateurs (PM ou PMT) sont des détecteurs de lumière extrêmement sensibles, ils ont une réponse, analogique et continue, proportionnelle à l'intensité de la lumière incidente qu'ils reçoivent. La possibilité d'avoir une grande surface de détection, un bruit très faible, et un gain très important permettant de détecter un seul photon, lui donnent un avantage important par rapport aux autres détecteurs de lumière [Réf 1. 24] [Réf 1. 25].

La Figure 1.3 présente le schéma d'un photomultiplicateur classique. Le PM est constitué d'une enceinte de verre sous vide qui contient une photocathode et un multiplicateur d'électrons. La lumière est détectée au niveau de la photocathode où les photons génèrent des

électrons par effet photoélectrique. Ces électrons émis (ou photoélectrons) sont accélérés et focalisés par un champ électrostatique vers la première dynode du multiplicateur.

Le faible courant électrique ainsi généré est amplifié par le multiplicateur d'électrons (série de dynodes) utilisant le phénomène d'émission secondaire, pour obtenir un gain important pouvant atteindre, 10^8 électrons par photon. Ce détecteur permet donc de compter les photons individuellement. Il est sensible (selon le type de photocathode et avec un rendement quantique de l'ordre de 25%) de l'ultraviolet à l'infrarouge proche, le temps de réponse est de l'ordre de la nanoseconde (10^{-9} seconde). Les électrons émis par la dernière dynode sont collectés sur une électrode spéciale appelée anode sur laquelle est pris le signal de sortie.

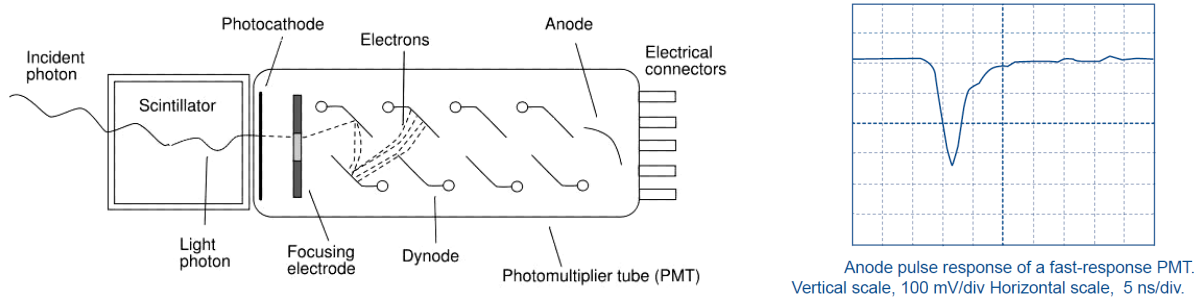


Figure 1.3 : Le photomultiplicateur [Réf 1. 55]

La photocathode est constituée d'une couche mince de matériaux semi-conducteurs photoémisifs, déposée directement sur la face interne de la fenêtre d'entrée par vaporisation sous vide. Il existe différents types de photocathode selon l'étendue spectrale de la lumière détectée comme par exemple une photocathode bi alcaline composée de SbKCs pour une région bleue ou tri alcaline avec NaKSbCs pour une détection étendue dans le rouge.

L'optique d'entrée « Focusing electrode » sert à diriger les photoélectrons émis par la photocathode vers la première dynode du multiplicateur à l'aide d'électrodes focalisatrices ou accélératrices. L'optique d'entrée doit satisfaire deux critères :

- Collecter un maximum d'électrons sur D1.
- Minimiser les dispersions de temps de transit des électrons dans l'optique.

Le "multiplicateur d'électrons" est constitué d'un ensemble d'électrodes, appelées dynodes. Chaque dynode est maintenue à une valeur de potentiel plus importante que la précédente. Les électrons quittent la photocathode avec une énergie correspondant à celle du photon incident (moins le travail de sortie de la photocathode). Ils sont accélérés par le champ électrique et arrivent sur la première dynode avec une énergie beaucoup plus importante. Lorsqu'ils frappent celle-ci, d'autres électrons de moindre énergie, mais plus nombreux, sont émis. Ceux-ci sont à leur tour accélérés en direction de la deuxième dynode, et le processus continue. La structure de la chaîne de dynodes est telle que le nombre d'électrons émis augmente toujours à chaque étape de la cascade. Finalement, l'anode est atteinte avec un gain qui est en général de 10^6 électrons créés par photon incident, cette accumulation de charges crée une brève impulsion de courant, qui marque l'arrivée d'un photon sur la cathode (voir sur la Figure 1.3).

Les principales caractéristiques d'un PM sont [Réf 1. 26][Réf 1. 27][Réf 1. 28][Réf 1. 29] :

- Diamètre effectif du PM (surface de la photocathode) de 3 mm à 30 cm
- Rendement quantique (ou sensibilité de photocathode) caractérisant la probabilité moyenne de conversion des photons en électrons : de 20% à 25% à la longueur d'onde optimale
- Efficacité de collection de l'optique d'entrée définie comme le rapport entre le nombre d'électrons émis par la photocathode sur celui reçu sur la première dynode : 95 %
- Gain (du multiplicateur) défini comme le rapport du nombre d'électrons reçus sur l'anode par celui reçus sur la première dynode : 10^4 à 10^8 suivant la polarisation.
- Résolution en énergie mesurée comme le rapport P/V (pic/vallée) dans la réponse en électron unique : 1% à 10%
- Caractéristiques temporelles :
 - Largeur : 1 ns à 10 ns
 - Temps de montée de l'impulsion : < 1ns
 - Temps de transit et dispersion du transit : 1 ns à 10 ns
- Courant d'obscurité ou bruit de fond exprimé en courant ou en nombre d'impulsions en l'absence de lumière : 1 Hz à 500 Hz.
- Post impulsions : impulsions émises après l'impulsion principale
- Linéarité entre la lumière incidente et la charge électrique sur l'anode
- Sensibilité au champ magnétique terrestre définie comme l'amplitude des variations du gain en fonction de l'orientation du PM

Fabriquant de PM	contact
Photonis (20%)	www.photonis.com
Hamamatsu (79%)	www.hamamatsu.com
Autre (1%)	

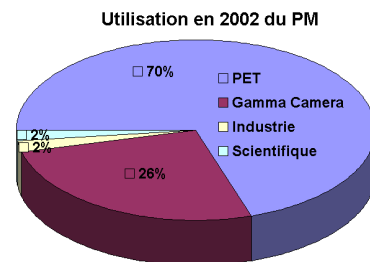


Tableau 1.2 : Les fournisseurs et les utilisations de photomultiplicateurs [Réf 1. 24][Réf 1. 26].

1.4 Généralités sur les dispositifs semi-conducteurs classiques.

Les semi-conducteurs, et plus précisément les jonctions pn en silicium, sont utilisés depuis déjà fort longtemps pour la détection de la lumière (1976) [Réf 1. 30] dans le domaine du visible (400 nm 800 nm). En effet le phénomène physique photoélectrique, intervenant dans la zone de charge d'espace, permet au matériau semi-conducteur en silicium d'absorber un photon et de créer une paire électron-trou. Le courant généré par la jonction, est directement lié à l'intensité lumineuse frappant sa surface sensible. Une amplification du phénomène par un effet d'avalanche (APD : Avalanche PhotoDiode) est ensuite possible en polarisant la jonction en inverse sans dépasser la tension d'avalanche. Cette amplification (entre 50 à 100 électrons par photon incident) permet de quantifier des flux lumineux plus faibles mais reste limitée en raison de l'augmentation exponentielle du courant de fuite aux abords de la tension de claquage. Une diminution de la température permet d'augmenter le gain à une valeur de 1000 électrons par photon [Réf 1. 33]. La surface de détection de ces composants est comprise entre 1mm² et 1cm². Dans l'article [Réf 1. 31] on trouve une application en biologie (FRAP) utilisant des APD d'une surface de détection de quelques millimètres carrés avec un gain de 50 pour mesurer la fluorescence de marqueurs biologiques. Cette solution est donc très attractive mais ces performances de multiplication sont faibles (maximum 1000 électrons/photon).

1.5 Généralités sur les dispositifs semi-conducteurs Geiger.

Les photodiodes à avalanche polarisées en mode Geiger « Single-pixel Geiger mode » ont été mis au point il y a longtemps (1963-1965). Ils ont été appelés SPAD par R.Haitz, (voir [Réf 1. 53]). Actuellement ces composants portent le nom « APD-Geiger ». Ces photodiodes ont un diamètre compris entre 10 μ m et 200 μ m et un bruit de 200Hz à 50kHz suivant la polarisation, la température et la taille de la photodiode. Les premiers dispositifs multicellules pour le mode Geiger ont été faits pour la première fois il y a 10 à 13 ans par Gasanov suivi de Dolgoshein.

Dolgoshein les a appelés SiPM [Réf 1. 54], et Gasanov MPGM [Réf 4. 13]. Le gain, et surtout l'efficacité quantique ainsi que le déclenchement thermique ont considérablement été améliorés depuis cette époque [Réf 4. 14], [Réf 4. 15].

La recherche sur le comptage de photons a réellement débuté en l'an 2000 avec la thèse de Willem Johannes KINDT [Réf 1. 34]. Entre 2000 et 2005, l'intérêt du comptage photonique se fait vivement ressentir au sein de la communauté scientifique, et quelques laboratoires de recherche ainsi que quelques sociétés sont créés pour fournir la demande croissante en matière de comptage photonique. En 2008 le marché des compteurs de photons est en pleine croissance et de nombreuses sociétés existent dans le monde entier. Le Tableau 1 regroupe les principaux constructeurs, spécialistes en matière de comptage photonique.

En 2008, une explosion de noms pour ce dispositif : SPAD, SiPM, MGPD, MRS-APD, PSiPs, SPM, MPPC, G-APD.

On ne compte aucun fabricant national, excepté le prototypage que nous avons engagé avec le LAAS, mais plusieurs fournisseurs français proposent des solutions pour le comptage de photons avec des composants importés. On trouve dans le Tableau 1.3 la liste des principaux fournisseurs français en matière de compteur de photons :

	Fournisseur	Marque vendue	Contact
1	BFI Optilas	Stanford Lightwave Instruments	Christian DERCHUE - Tél. : 33 (0)1 60 79 59 01 christian.derchue@bfioptilas.com
2	Hamamatsu France	Hamamatsu	Marc BIRKEL - Tél. : 33 (0)1 69 53 71 00 mbirkel@hamamatsu.fr
3	HTDS	PerkinElmer	Michel HERRERO - Tél. : 33 (0)1 64 86 28 29 michel.herrero@htds.fr
4	Jenoptec	Princeton Lightwave Instruments	Stéphane HOSTYN - Tél. : 33 (0)1 34 65 91 02 stephane.hostyn@jenoptec.com
5	Laser 2000	Hamamatsu, SensL	Denis MILLERAND - Tél. : 33 (0)1 30 80 12 00 millerand@laser2000.fr
6	Opton Laser	PicoQuant	Guillaume DELPONT - Tél. : 33 (0)1 69 41 04 05 guillaume.delpont@optonlaser.com
7	Optoprim	Stanford, Research Systems	Jérôme CASTAY - Tél. : 33 (0)1 41 90 61 80 jcastay@optoprim.com
8	Photon Lines	Photek	Eric DREAN - Tél. : 33 (0)1 30 08 99 00 er-drean@photonlines.com

Tableau 1.3 : Les principaux fournisseurs de compteurs de photons (Geiger).

Hamamatsu et SensL sont les deux principaux fabricants et fournisseurs de composants pour le comptage de photons (SiPM). Ils représenteront une base de référence pour la comparaison des performances. Il est aujourd'hui en 2008 possible de faire du comptage de photons à partir de 1 000 euros avec un dispositif complet et un détecteur SiPM de petite taille de type semi-conducteur.

Hamamatsu vient de commercialiser 3 types de SiPM (matrice de photodiodes pour le mode Geiger) nommés : S10362-11-025, S10362-11-050, S10362-11-100 dans des boîtiers céramique ou métal. On retrouve ces trois SiPM sur le Tableau 1.4.

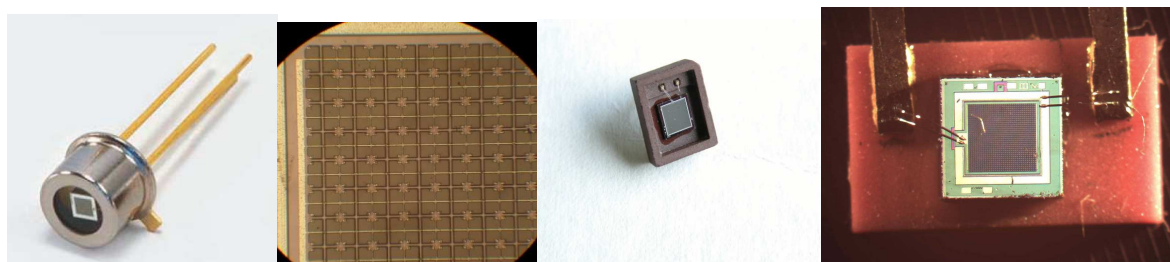


Figure 1.4 : Les SiPM de Hamamatsu [Réf 1. 27].

		S10362-11			S10362-33		
	Sym	SiPM_25	SiPM_50	SiPM_100	SiPM_25	SiPM_50	SiPM_100
Nombre de cellules		40 * 40 = 1600	20 * 20 = 400	10 * 10 = 100	120 * 120 = 14400	60 * 60 = 3600	30 * 30 = 900
Taille des photodiodes	µm	25 * 25	50 * 50	100 * 100	25 * 25	50 * 50	100 * 100
Surface active de detection reel	mm²	0,308	0,615	0,785	2,77	5,5	7
Surface active	(%)	30,8	61,5	78,5	30,8	61,5	78,5
Surface de detection	mm²	1	1	1	3 * 3 = 9	3 * 3 = 9	3 * 3 = 9
Bruit thermique d'une seul APD	DCR (Hz)	190 à 375	1000 à 2000	6000 à 10000	100 à 350	840 à 1400	3900 à 5600
Bruit thermique de l'ensemble	DCR (kHz)	300 à 600	400 à 800	600 à 1000	1500 à 5000	3000 à 5000	3500 à 5000
éfficacité quantique (700nm)	I _p (%)	70 à 80	70 à 80	70 à 80	70 à 80	70 à 80	70 à 80
Gamme de longueur d'onde	l (nm)	270 à 900	270 à 900	270 à 900	270 à 900	270 à 900	270 à 900
éfficacité quantique * Surface active en %	PDE (%)	25	50	65	25	50	65

Tableau 1.4 : Tableau des SiPM Hamamatsu [Réf 1. 27].

SensL présente en matière de SiPM, 3 types de dispositifs, la série SPMMicro, SPMMini, SPMArray que l'on peut voir : Figure 1.5.

SPMMicro: Low Cost High Gain APD **SPMMini:** High Performance, High Gain APDs **SPMArray:** Position Sensitive /Multi-Anode High Gain APD



Figure 1.5 : Les SiPM de SensL [Réf 1. 36].

	Symbole	SPMMicro 1020	SPMMicro 1035	SPMMicro 3020	SPMMicro 3035
Nombre de cellules		848 (Circular diametre)	400 (Circular diametre)	8640 (Carré)	3640 (Carré)
Taille des photodiodes		20 * 20 μm	35 * 35 μm	20 * 20 μm	35 * 35 μm
Surface active de detection reel		0,339 mm ²	0,490 mm ²	3,456 mm ²	4,459 mm ²
Surface active	(%)	33,9	49,0	38,4	49,5
Surface de detection		1 mm ² (1,13 mm \varnothing)		3 mm * 3 mm	
Bruit thermique d'une seul APD	DCR (Hz)	500 à 600	1500 à 2200	(500 à 600)	1500 à 2200
Bruit thermique de l'ensemble	DCR (kHz)	420	670	5 000	8 000
éffiacité quantique	I_p (%) et λ (nm)	400 nm à 1100 nm => optimale à 490nm 80%			
Tension d'avalanche et fonctionnement	V_{br} (V)	28 V et $\Delta V_{max} = 4V$ et $\Delta V_{typ} = 2V$ pour obtenir $G = 1.10^6 e^-/\text{photon}$			
éffiacité quantique * Surface active en %	PDE (%)	entre 5 et 20 suivant ΔV			

Tableau 1.5 : Tableau des SiPM SensL [Réf 1. 36].

La société idquantique présente dans l'article [Réf 1. 37] et [Réf 1. 38] leurs SiPM.

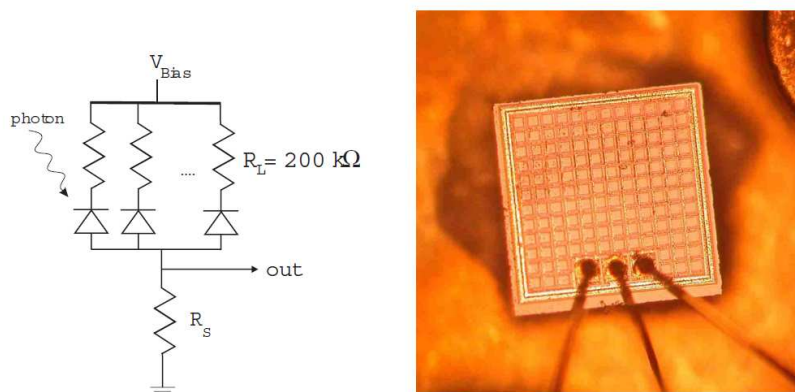


Figure 1.6 : Les SiPM de idquantique [Réf 1. 37].

	Symbole	idquantique
Nombre de cellules		132
Taille des photodiodes		57.5 μm x 57.5 μm
Surface active de detection reel		0,436 mm ²
Surface active	SA	72%
Surface de detection		0,780mm x 0,780mm = 0,6084 mm ²
Bruit thermique d'une seul APD	DCR (Hz)	227 Hz (-14°C)
Bruit thermique de l'ensemble	DCR (kHz)	30 kHz (-14°C)
éffiacité quantique (PDE)	I _p (%) et I (nm)	$\eta = 16 \%$ ($\lambda = 532 \text{ nm}$, V _{bias} = 32 V)
Tension d'avalanche et fonctionnement	V _{br} (V)	V _{pol} = 29 à 32 V

Tableau 1.6 : Tableau des SiPM idquantique [Réf 1. 36].

1.6 Comparaison, APD classique, APD-Geiger, SiPM, PM.

	APD clasique	APD-Geiger	SiPM	PM
Prix	(50 à 100) €	(50 à 100) €	(80 à 100) €	(150 à 500) €
Volume	Boitier TO-39	Boitier TO-39	Boitier TO-39	de 100 à 10 000 cm ³
Résistance	très peu fragile	très peu fragile	très peu fragile	fragile
Champ magnétique	non perturbé	non perturbé	non perturbé	perturbé
Résolution temporelle (temps de détection)	non sensible à 1 photon	50 à 200 ps	50 à 200 ps	1 ns
Temps de reaction	non sensible à 1 photon	5ns à 50ns	5ns à 50ns	1 ns
Efficacité quantique	de 50 à 80%	de 50 à 80%	de 50 à 80%	25%
Surface sensible active	100%	100%	de 20 à 80 %	100%
Bruit à 20°C	1pA à plusieurs nA	30 Hz à 20 000 Hz	100 kHz à 1 MHz	10 Hz à 200 Hz
Surface ou diametre de détection	200 μm à plusieurs mm \varnothing	de 10 μm à 200 μm	1mm ²	100 mm ² à 100 cm ²
Multiplication	50 à 100	10 ⁵ à 10 ⁷	10 ⁵ à 10 ⁷	1.10 ⁶ à 8.10 ⁶
Détection du photon unique	non	oui	oui	oui

Tableau 1.7 : Tableau de comparaison, APD classique, APD-Geiger, SiPM, PM.

1.7 Notre problématique, motivation, organisation.

Nous avons engagé la réflexion sur le sujet des SiPM au début de l'année 2005 lorsqu'il n'existait pas encore de fournisseurs industriels. Ce n'est, comme nous venons de le voir, plus le cas puisque plusieurs entreprises commercialisent des composants SiPM depuis le début de l'année 2008. En considérant que le développement des SiPM était à leur tout début et qu'il était essentiel de pouvoir agir directement sur la technologie, le projet conçu entre le CESR et le LAAS visait d'abord à disposer d'une filière technologique propre et performante. L'ambition sur le long terme était de viser la fabrication d'imageurs, ce qui met la priorité sur l'homogénéité de la tension de claquage de pixel à pixel, lorsqu'il s'agit de réaliser des matrices de composants. Notre cahier des charges est d'avoir sur 1024 photodiodes (points de mesure) des gains (multiplications) qui restent dans le même ordre de grandeur. C'est-à-dire, entre $10^5 < \text{gain} < 10^6$. Nous verrons dans le cadre de la modélisation les contraintes que cela impose, à l'homogénéité des tensions d'avalanche et donc des dopages des jonctions (dopage du substrat). Nous serons également très attentifs à la préservation de la durée de vie du porteur de charge, qui sera responsable du déclenchement thermique. S'agissant de dispositifs complètement nouveaux, nous avons besoin de développer maintenant :

- Un travail de modélisation de composants pour bien suivre la mise au point technologique et pour fournir des modèles fonctionnels de CAO. Le travail de modélisation comporte deux volets :

- (i) Celui de la physique de fonctionnement qui n'est pas clairement décrite dans la littérature, notamment entre le fonctionnement à faible multiplication et le fonctionnement aux très fortes multiplications où évoluent les SiPM.
- (ii) Celui de la conception des circuits électroniques qui doivent reproduire et exploiter les signaux du détecteur. Le but ici étant de disposer d'un modèle simple dans un langage universel de simulation de circuit (VHDL-AMS).

- Un travail de technologie, pour définir la filière la plus adaptée et choisir les paramètres de fabrication. C'est la partie la plus importante de notre travail : concevoir un processus qui donnerait aux dispositifs des performances compétitives. A partir des modèles précédents, nous aurons à faire la conception du dispositif et de son environnement (Résistance de charge). En fait, nous explorerons différentes configurations et différents types d'assemblages. Viendront ensuite le choix des opérations technologiques et de leur enchaînement (Processus de fabrication). Le cahier des charges que nous avons choisi et que nous argumenterons est certes pour l'obtention des performances les plus homogènes possible sur le « wafer », et restant conformes aux autres objectifs de performances indispensables au bon fonctionnement (durée de vie du porteur).

- Un travail de caractérisation pour comparer les résultats obtenus au cahier des charges, et compte tenu de l'existence des premiers dispositifs commerciaux, nous comparerons nos composants avec ces dispositifs. En fait nous aurons deux tâches à accomplir :

- (i) La caractérisation des dispositifs que nous avons conçu, et fabriqué.
- (ii) La comparaison des performances avec celles des premiers échantillons venant d'autres fabrications (Hamamatsu, SensL et CPTA).

La caractérisation et la comparaison seront traitées sur deux fronts, en statique et en dynamique.

Conclusion

Nous avons dans ce chapitre montré l'importance de la détection à faible flux lumineux dans le cas des applications astrophysiques et donné quelques éléments en biologie pour montrer l'ampleur du domaine d'application. Pour répondre à ce besoin, il n'existait jusqu'à ce jour que les PM pour couvrir toutes les applications que nous avons rappelées. La difficulté essentielle réside dans les coûts, les encombrements, et la nécessité d'utiliser des tensions de polarisation élevées ($>1000V$) ce qui rend ces dispositifs difficiles à miniaturiser.

C'est l'idée, émise par des collègues Russes, qui a relancé l'intérêt pour les SiPM qui sont l'objectif de notre travail et dont les performances potentielles répondent aux exigences de miniaturisation. Ces quelques dernières années nous pouvons constater que les laboratoires et les entreprises ont grandement développé la technologie des « semi-conducteurs pour le comptage de photons uniques ». Aujourd'hui des industriels commercialisent des dispositifs semi-conducteurs à comptage Geiger.

Nous pouvons voir dans ce chapitre que les performances de ces détecteurs, présentés sur le site d'Hamamatsu [Réf 1. 27], de SensL [Réf 1. 36], et d'Idquantique [Réf 1. 38] sont excellentes déjà, et comparables aux photomultiplicateurs. Les caractéristiques des SiPM sont nombreuses (surface de détection, PDE, bruit thermique, temps mort) et ajustables lors de la conception en fonction des besoins de l'application spécifique. Nous avons finalement précisé notre thématique :

Mettre au point une filière technologie originale, conçue pour aller jusqu'à la réalisation d'imageurs.

chapitre 2

*Conception d'une filière de
dispositifs intégrés à
comptage Geiger.*

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu les différents dispositifs utilisés pour détecter la lumière (photomultiplicateurs, photodiodes, etc.), aux très faibles flux lumineux : les composants les plus couramment utilisés sont les photomultiplicateurs et les photodiodes à avalanche. Les photomultiplicateurs sont performants mais présentent d'importantes contraintes d'encombrement et de mise en œuvre. Les photodiodes à avalanche dans leur mode de fonctionnement classique (la photodiode est polarisée juste au dessous de la tension d'avalanche) peuvent ne pas être suffisamment sensibles. En effet les photons absorbés par la région de charge d'espace génèrent des paires électrons-trous qui sont accélérées par le fort champ électrique et multipliées ; la tension de polarisation détermine le taux de multiplication, typiquement compris entre 10 et 1000.

Nous avons vu qu'une jonction pn, polarisée dans le mode Geiger, c'est-à-dire au-delà de sa tension de claquage, permet de réaliser la « détection du photon unique » grâce à des niveaux d'amplification bien supérieurs au mode classique, jusqu'à des valeurs de 10^7 . Dans ce mode de fonctionnement, la jonction p-n permet d'atteindre les performances des photomultiplicateurs tout en conservant les avantages de la miniaturisation.

Dans ce chapitre, nous présenterons les conditions de mise en œuvre indispensables à l'obtention de ce mode de fonctionnement. La compréhension totale du phénomène est complexe : elle nécessite l'introduction de la dimension temporelle des phénomènes physiques. Il est important d'expliquer dans ce chapitre, comment il est possible de polariser une photodiode au-delà de sa tension de claquage, et de réaliser des taux de multiplication très élevés sans causer de dégâts à la jonction. En effet, le champ électrique est très important, plusieurs centaines de kilovolts par centimètre, et les densités de courants intenses, pour des gains suffisants permettant de réaliser la détection d'un photon. L'évènement engendré (10^6 à 10^7 électrons délivrés en quelques nanosecondes) peut être mesuré, sans même l'intervention complémentaire d'un circuit d'amplification électronique. Néanmoins il sera indispensable d'utiliser un circuit d'extinction (quenching), passif ou actif, pour arrêter l'avalanche en abaissant la tension de polarisation juste en dessous de l'avalanche.

Dans ce chapitre, nous rappelons d'abord (paragraphe 2.1), l'effet de multiplication dans les semi-conducteurs. Le paragraphe suivant (2.2), explique en détails, le fonctionnement d'une photodiode à avalanche polarisée en mode Geiger. Nous proposons (paragraphe 2.3) un modèle pour rendre compte de la forme de l'impulsion du mode Geiger, pour permettre la conception des circuits de lecture et de polarisation. Ce modèle, nous fournit une meilleure compréhension physique de la forme de l'impulsion Geiger, et de sa distribution. Les caractéristiques des photodiodes que l'on cherche à réaliser (objectifs à atteindre : notés sur le cahier des charges) sont présentées au paragraphe 2.4. Le paragraphe 2.5, donne les différentes méthodes pour lutter contre les effets de bord, et présente la filière technologique retenue, compte tenu du critère prioritaire d'homogénéité, indispensable au bon fonctionnement matriciel des détecteurs. Le dernier paragraphe, présente l'étape de la conception des masques, avec les différents tests intermédiaires prévus pour contrôler l'état d'avancement du processus.

2.1 L'effet de multiplication dans les jonctions à semi-conducteurs.

2.1.1 Les jonctions pn en fonctionnement inverse.

La Figure 2.1 présente la courbe électrique typique $I(V)$ d'une jonction, p-n. En polarisation inverse, le courant mesuré est la somme : des courants de fuites de surfaces et des courants de génération-recombinaison dans le champ d'espace. Aux tensions élevées, le courant inverse croît très vite : on est dans la zone d'avalanche que nous allons détailler dans le paragraphe suivant.

Nous pouvons définir les paramètres suivants :

- dans le sens direct : la tension de seuil : V_s
- dans le sens inverse : la tension d'avalanche V_{br} et la zone de fonctionnement

La zone de fonctionnement :

- A ; zone de fonctionnement sans amplification : $M=1$
- B ; zone de fonctionnement classique APD : $M=10$ à 200
- C ; zone de fonctionnement Geiger : $M=10^5$ à 10^9

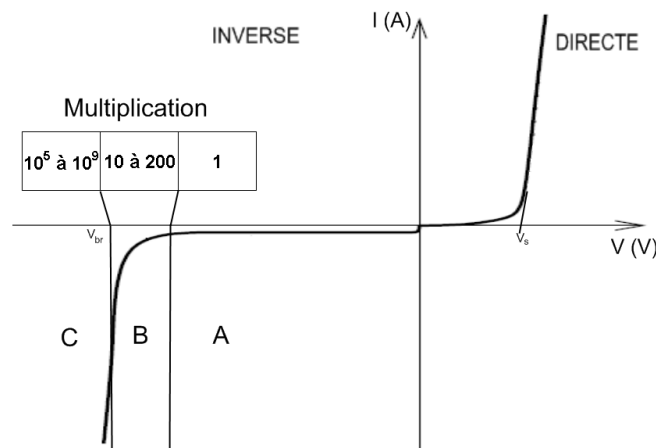


Figure 2.1 : Caractéristique typique d'une jonction pn.

2.1.2 L'effet d'avalanche.

L'augmentation de la tension de polarisation inverse, crée une augmentation du champ électrique dans la zone de déplétion. Les porteurs de charge en transit dans la région de déplétion sont fortement accélérés. Lorsque le champ électrique atteint une certaine valeur, suffisamment élevée, des porteurs secondaires vont être générés par chocs ionisants avec le matériau. Ces porteurs sont à leur tour accélérés et peuvent générer de nouvelles paires électron-trou. La réaction en chaîne qui en résulte définit un coefficient de multiplication important. C'est le phénomène de multiplication par avalanche (Figure 2.2), typiquement, pour une diode au Silicium, le phénomène d'avalanche intervient à partir de $|V_{br}| > 7V$, en deçà de cette tension c'est l'effet Zener qui prédomine [Réf 2. 19].

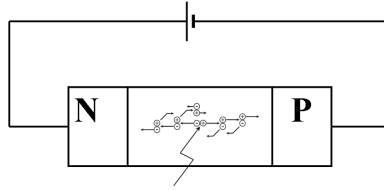


Figure 2.2 : L'avalanche dans les jonctions polarisées en inverse.

Le claquage par avalanche n'est pas destructif pour la jonction, si la puissance dissipée : $P = V_R.i$, est raisonnablement faible. En fonction de la tension on a l'habitude de définir le coefficient de multiplication par la formule empirique de Miller [Réf 2. 2]:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{br}} \right)^m}$$

Équation 2.1 : Loi de Miller [Réf 2. 2].

2.2 Caractéristiques de fonctionnement en mode Geiger.

L'effet Geiger :

Considérons une jonction pn, dans l'obscurité totale. Si on applique une tension de polarisation inverse à cette jonction, juste en dessous de la tension de claquage, on observe le passage d'un très faible courant : c'est le courant inverse de la photodiode (dark current) en mode statique classique. Maintenant, si on augmente rapidement cette tension de polarisation, à une valeur supérieure à la tension de claquage ($>V_{br}$), on déserte la zone de charge d'espace. Il ne se passe rien, tant qu'aucun porteur de charge ne circule, créé soit de façon thermique, soit de façon photoélectrique et la jonction « isolante » supporte la différence de potentiel. Lorsque la photodiode à avalanche, polarisée en mode Geiger, exposée à la lumière, absorbe un photon dans la région de multiplication, une paire électron-trou est alors créée, séparée, puis accélérée à très grande vitesse, par le champ électrique très important (plusieurs centaines de $kV.cm^{-1}$). Une très importante quantité de nouvelles paires électron-trou est créée par impact ionisant dans le réseau cristallin de silicium. Cette avalanche génère une impulsion de courant qui permet de faire la détection d'un seul photon. Une façon très simple de réaliser l'extinction de l'avalanche, et de protéger le composant, est de placer une résistance de charge suffisamment élevée, appelée résistance d'extinction ou résistance de « quenching » comme le montre la Figure 2.3. L'effet de cette résistance est de réduire automatiquement la tension d'extinction, c'est la méthode la plus connue à ce jour dite : « quenching passif » [Réf 2. 1].

En mode Geiger, la photodiode est polarisée au-delà de la tension d'avalanche. On écrit : $V_{pol} = V_{br} + V_{exc}$, où V_{exc} représente l'excès de tension, V_{br} la tension d'avalanche (breakdown) et V_{pol} la tension de polarisation de l'ensemble. A l'instant initial le courant qui circule dans le circuit est négligeable, c'est le phénomène d'avalanche qui crée le courant et fait apparaître une tension aux bornes de la résistance en déchargeant la capacité de la jonction p-n et des capacités parasites vues du point A. Cet effet résistif réduit la tension qui s'applique à la photodiode, la protège et l'amène jusqu'à un niveau où le phénomène s'arrête automatiquement car V_D (tension aux bornes de la photodiode) est inférieure à V_{br} (tension de claquage). Qualitativement plus la tension de polarisation initiale est importante, plus les amplitudes des impulsions sont importantes, et plus le gain de la photodiode est important.

L'effet résistif abaisse la tension aux bornes de la photodiode en dessous de la tension d'avalanche, l'effet d'avalanche s'éteint et le nombre de porteurs dans la zone de charge d'espace s'annule. La photodiode peut donc être repolarisée pour un autre cycle de mesure, le temps d'arrêt (recharge de la capacité) est appelé « temps mort » ou « Dead time ». Le phénomène que l'on observe est très rapide, de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Sur la Figure 2.4 on peut voir les caractéristiques électriques mesurées aux bornes de la photodiode et aux bornes de la résistance.

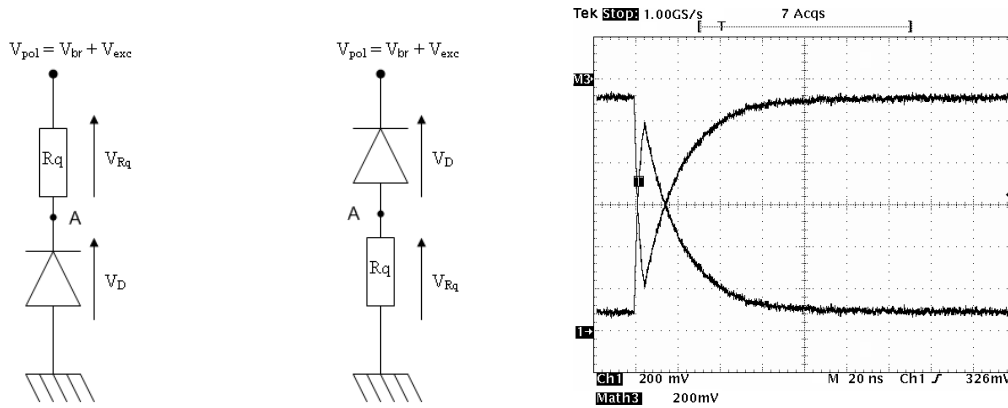


Figure 2.3 : Circuit de polarisation de base d'une APD-Geiger.

Figure 2.4 : M3: Tension aux bornes de la photodiode et Ch1: tension aux bornes de la résistance.

La visualisation expérimentale de l'impulsion Geiger :

La visualisation de l'impulsion Geiger (Figure 2.7) se fait aux bornes d'une résistance de lecture pour ne pas perturber le phénomène et avec un oscilloscope « rapide » bande passante : 1 GHz, fréquence d'échantillonnage : 5 Gech.s⁻¹. La durée de l'avalanche τ , (très courte) est de l'ordre de la nanoseconde, correspondant au temps de transit d'un porteur à la vitesse limite dans l'épaisseur de la charge d'espace : $\tau = W/v = (10^{-12} \text{ s à } 10^{-9} \text{ s})$. Le temps de réamorçage complet est défini par le délai de recharge de la capacité. La durée des impulsions peut être très courte si l'on évite les capacités parasites. Avec une résistance d'extinction (« quenching ») d'une valeur de 100 k Ω et une photodiode ayant une capacité de jonction de 40fF à la polarisation maximale, on aura des impulsions d'une durée de 4ns sans capacité parasite ($\tau = R_q * C_d = 100 \text{ k}\Omega * 40 \text{ fF} = 4 \text{ ns}$) et 100 ns si on a une capacité parasite de 1pF ($\tau = R_q * C_d = 100 \text{ k}\Omega * 1,04 \text{ pF} = 100 \text{ ns}$).

Avant l'avalanche, la tension aux bornes de la résistance de quenching est quasi nulle : $V_{Rq} = 0$ et la photodiode supporte toute la tension : $V_D = V_{pol} = V_{br} + V_{exc}$. Lorsque l'avalanche se produit, le courant crée une tension aux bornes de la résistance et une chute de tension aux bornes de la photodiode. La tension aux bornes de la photodiode tombe à V_{br} , le courant qui circule s'écrit simplement : V_{exc} / R_q . La visualisation de l'impulsion de courant et également son utilisation, se font aux bornes d'une résistance de lecture de 50 Ω . On peut sur cette résistance compter les impulsions en utilisant un comparateur et un seuil de détection programmable.

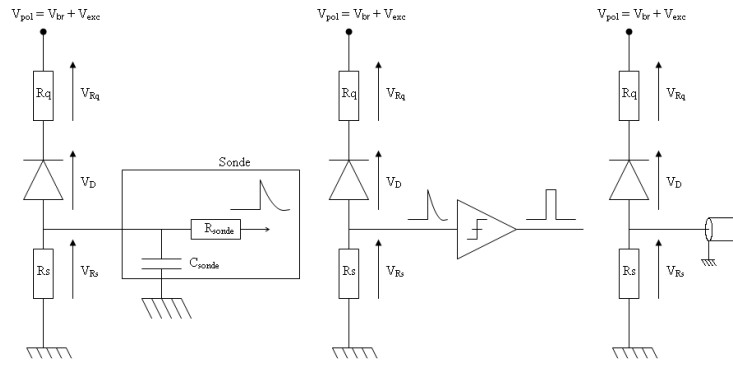


Figure 2.5: Modèle d'observation de l'impulsion Geiger et comptage avec comparateur.

Le Gain :

Dans la mesure où le phénomène résulte de la collecte d'un seul photon, le gain peut s'évaluer simplement à partir de l'Équation 2.2:

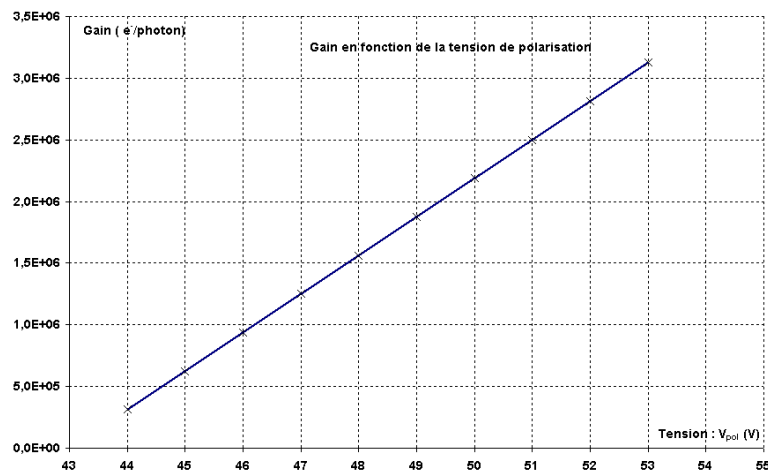
$$G = \frac{\Delta V \cdot C}{q}$$

$$\Delta V = V_{pol} - V_{bd}$$

C : la Capacité de la jonction et q la charge d'un électron.

Équation 2.2 : Expression simplifiée du gain en mode Geiger.

Avec $C = 40 \text{ fF}$ et $\Delta V = 6 \text{ V}$ on obtient un gain de $2.10^6 \text{ e}^-/\text{photon}$ et l'on a, sur le Graphique 2.1, pour un dispositif expérimental, la vérification d'une loi linéaire des gains avec la tension appliquée.



Graphique 2.1 : Evaluation du gain avec une capacité $C=50\text{fF}$: $(\Delta V \cdot C)/q$.

Expérimentalement on observe que ΔV baisse avec toute capacité placée aux bornes de la photodiode.

2.3 Modélisation du gain : électrons-trous / photon.

2.3.1 Le modèle électrique avec générateur de tension.

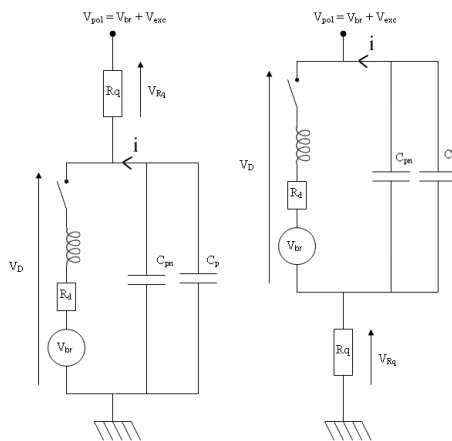
La modélisation électrique vise à définir un modèle, paramétré pour avoir un comportement identique à celui d'une photodiode polarisée en mode Geiger. Ce modèle est indispensable aux simulations des circuits électroniques incluant une ou plusieurs photodiodes polarisées en mode Geiger (SPAD ou SiPM).

Les modèles électriques sont en général conçus pour étudier l'influence d'un paramètre de la photodiode, par exemple l'effet de la polarisation ou de la température sur l'impulsion de courant (le gain) [Réf 2. 4][Réf 2. 5] [Réf 2. 6][Réf 2. 7], ou l'effet des radiations sur le bruit thermique [Réf 2. 8], dans le but d'optimiser un paramètre de la photodiode ou bien son environnement [Réf 2. 7] [Réf 2. 9][Réf 2. 10].

Dans cette perspective, nous proposons un premier modèle simple représenté sur la Figure 2.6. Dans ce modèle la photodiode fonctionnant en mode Geiger est constituée par :

- Une source de tension fixe : V_{br} représentant la tension d'extinction du phénomène,
- Une résistance R_d qui reçoit la décharge de la capacité,
- Un interrupteur en série avec R_d et V_{br} ,
- Une capacité C_d en parallèle,
- Une inductance L_d .

Une polarisation V_{pol} est appliquée, réglée à une valeur $V_{pol} > V_{br}$ typiquement $V_{pol} = V_{br} + V_{exc}$, définissant un champ électrique très intense dans la charge d'espace. La capacité C_d est formée de la capacité C_p et de la capacité C_{pn} . Elles représentent respectivement les capacités parasites, et la capacité de la jonction pn, à la tension V_{br} . La fermeture de l'interrupteur crée la décharge de la capacité C_d dans R_d et la réouverture de l'interrupteur démarre la recharge de la capacité C_d à travers la résistance de quenching R_q . Le courant circulant dans R_d lors de la fermeture de l'interrupteur, est un courant interne, propre à la photodiode, il ne peut être visualisé en externe. Il est directement lié aux charges créées lors de l'avalanche : c'est le gain de la photodiode à cette polarisation. A ce modèle on rajoute une inductance pour ne pas avoir une décharge immédiate de la capacité C_d . Cette inductance induit un temps pour faire arriver l'impulsion de courant au maximum. Cela représente le temps de formation de l'avalanche.



Valeur :

$R_q = 100 \text{ k}\Omega$
 $R_d = 70 \text{ }\Omega$
 $L_d = 10 \text{ }\mu\text{H}$
 $C_p + C_{pn} = 50 \text{ fF}$
 $V_{br} = 43 \text{ V}$
 $V_{pol} = 48 \text{ V}$

Figure 2.6 : Premier modèle pour le mode Geiger quenching passif.

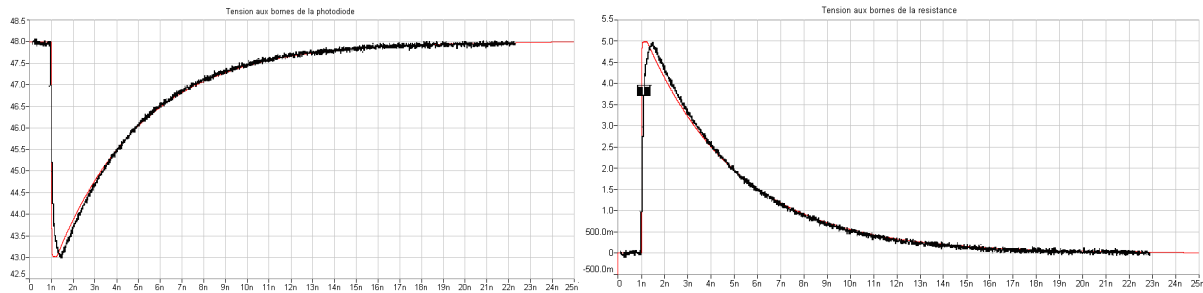
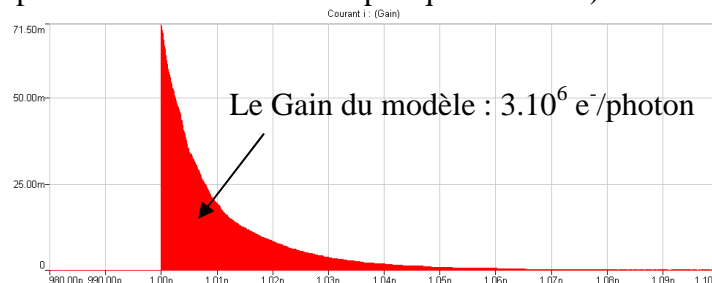


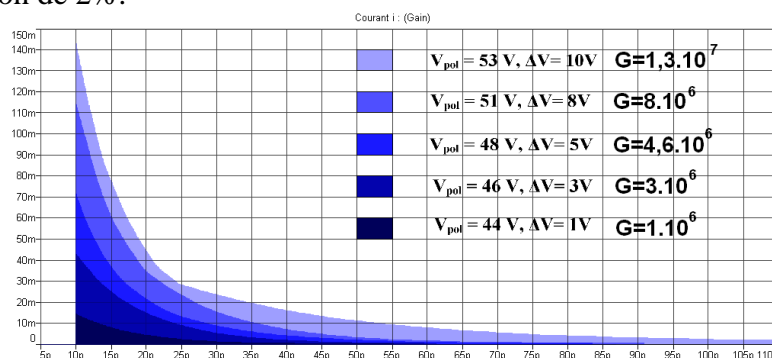
Figure 2.7 : Les impulsions Geiger : le modèle est en rouge issu du simulateur de circuit et la courbe expérimentale en noir issue d'un oscilloscope.

Les valeurs R_q , R_d , L_d , C_p , et C_{pn} (voir Figure 2.6) sont choisies pour mettre en correspondance : l'observation et le modèle : Figure 2.7. On constate sur la Figure 2.7 la bonne concordance, de la courbe obtenue par la simulation du modèle électrique, et de la courbe enregistrée avec un oscilloscope (présentée dans le chapitre n°4 : « résultats »). On peut ajouter les commentaires suivants : la tension de polarisation est $V_{pol} = 48 \text{ V}$, et la tension d'extinction du phénomène est $V_{br} = 43 \text{ V}$, on a donc : $\Delta V = 5 \text{ V}$. La capacité totale (engendrée par la jonction de cette photodiode C_{pn} et par les capacités parasites C_p) est de 50 fF . Avec l'Équation 2.2 on trouve un gain de : $G = 1,6 \cdot 10^6 \text{ e}^-/\text{photon}$. Ce gain doit se retrouver dans le courant i (de décharge des capacités dans la résistance R_d voir Figure 2.6) représenté Graphique 2.2. Une évaluation du gain de ce modèle électrique est obtenue par l'intégrale de i . On trouve : $G = 3 \cdot 10^6 \text{ e}^-/\text{photon}$ conforme à l'estimation précédente (l'ordre de grandeur est comparable même si on trouve presque le double).

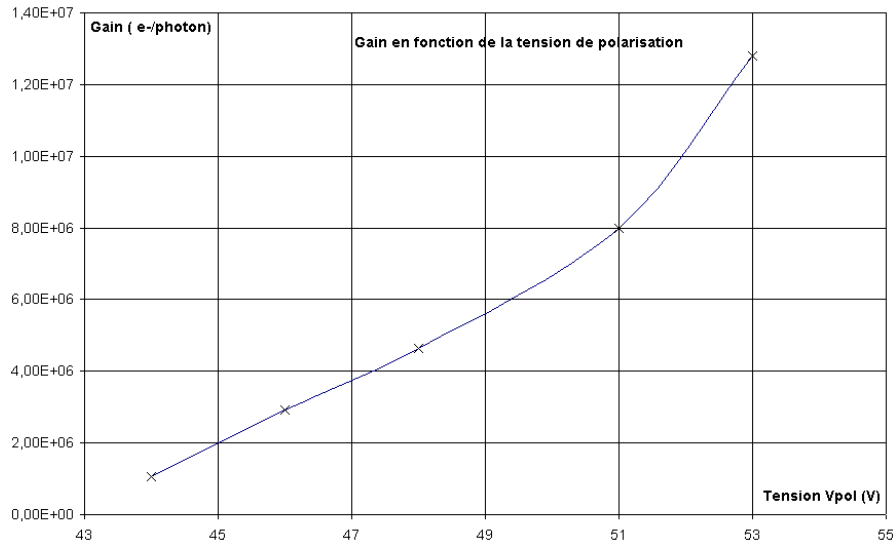


Graphique 2.2 : La simulation du courant i de décharge des capacités.

Nous avons tracé le courant i pour différentes valeurs de tension de polarisation (Graphique 2.3) et en avons déduit le gain à chaque tension d'alimentation (Graphique 2.4) avec une précision de 2%.



Graphique 2.3 : Simulation du courant i pour différentes tensions de polarisation et identification du gain.



Graphique 2.4 : La simulation du gain de notre modèle électrique en fonction de la tension de polarisation.

2.3.2 Le modèle électrique en langage VHDL-AMS.

Ce modèle électrique est composé d'un générateur de courant programmé en VHDL-AMS en série avec un interrupteur marquant le début de l'impulsion, et en parallèle avec une capacité représentant la capacité de la jonction p-n voir Figure 2.8. La compréhension du comportement physique de la photodiode nous a permis de décrire plus précisément la forme de l'impulsion Geiger. Ce générateur de courant, décrit un comportement plus réaliste de l'impulsion et du gain en mode Geiger. Les résultats de ce modèle sont donnés à la fin du paragraphe « modèle physique ».

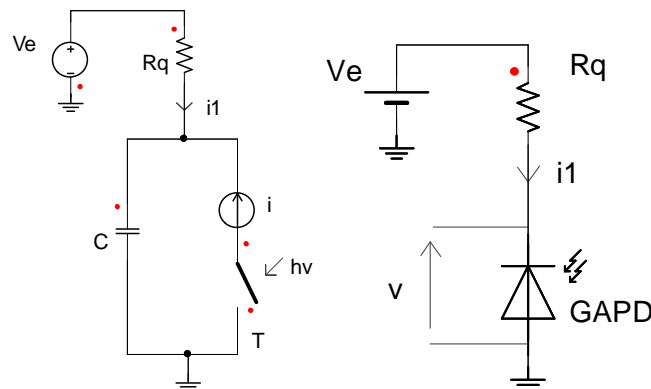


Figure 2.8 : Deuxième modèle pour le mode Geiger quenching passif.

2.3.3 Le modèle physique.

L'accroissement des performances de cette nouvelle génération de détecteur passe par la compréhension fine des mécanismes d'avalanche et par la disponibilité des modèles pouvant s'insérer dans des outils de C.A.O., pour la conception des circuits électroniques associés. Nous proposons ici un modèle physique simple supposant que l'électron et le trou ont les mêmes propriétés de multiplication de champs internes, ce modèle peut toutefois être utilement exploité pour définir le gain de conversion photon-électrons et le relier aux conditions dynamiques de polarisation. Le phénomène de détection par polarisation Geiger [Réf 2. 3] doit être considéré comme le résultat d'un effet de multiplication des porteurs : électrons et trous, dans la zone de charge d'espace où règne un champ électrique très intense. Il est conventionnel en régime statique de parler de « coefficient de Multiplication » : M , pour exprimer le rapport qu'il y a entre le courant initial injecté dans cette zone de charge d'espace et le courant que l'on peut mesurer en présence de multiplication. L'expression empirique de ce facteur de multiplication est donnée par la formule empirique de Miller, voir Équation 2.1 et [Réf 2. 2].

Lorsque V approche une tension limite V_{br} , le coefficient devient très élevé. La tension V_{br} exprime la valeur de la tension d'avalanche mesurée en statique pour des coefficients de multiplication n'excédant pas 100. Or, dans notre application nous voulons travailler dans des zones de multiplications de 10^5 à 10^7 . Dans ce cas, nous avons préféré introduire la tension V_G d'avalanche aux forts taux et introduire un paramètre α , ce qui donne l'Équation 2.3 :

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{br}}\right)^m} \quad \text{et} \quad M = \frac{1}{1 - \left(\alpha \cdot \frac{V}{V_G}\right)^m}$$

Équation 2.3 : Facteur de multiplication dans le domaine Geiger

où α est un coefficient ajustable, en fonction des caractéristiques internes de l'APD et V la tension effective appliquée ($V < V_G$). Rappelons que la valeur empirique $m=3$, est habituellement choisie pour le silicium.

On considère que le photon incident crée une paire électrons-trous qui enclenche le phénomène d'avalanche délivrant le courant i . L'accroissement de la valeur du courant i est le résultat d'un effet de multiplication des porteurs, effet qui prend fin, à basse tension, lorsque tous les porteurs présents dans la charge d'espace ont été évacués.

Pour rendre compte des mécanismes d'avalanches, écrivons pour un type de porteur (n) l'équation du courant simplifiée en considérant que les porteurs circulent à la vitesse limite (v_l)

$$i = q.n.v_l$$

Équation 2.4 : Equation du courant en fonction du nombre n d'électrons créés.

On appelle τ_s , le temps de séjour des porteurs dans la zone de transition d'épaisseur W :

$$\tau_s = \frac{W}{v_l}$$

Équation 2.5 : Temps de séjour des porteurs.

L'équation du courant montre qu'il y a correspondance directe (proportionnalité) entre les porteurs présents dans le champ d'espace et le courant qui le traverse. Le phénomène que nous souhaitons expliciter comporte :

- (i) Un mécanisme d'accroissement de la densité de porteurs dans le champ d'espace :

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_1 = \frac{M.n}{\tau_s}$$

Équation 2.6 : Accroissement des porteurs avec le temps (1).

- (ii) Un mécanisme de perte par le fait du courant lui-même.

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_2 = \frac{n}{\tau_s}$$

Équation 2.7 : Accroissement des porteurs avec le temps (2).

En rassemblant les deux équations, on peut écrire :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{(M-1).n}{\tau_s}$$

Équation 2.8 : Accroissement des porteurs avec le temps.

Pour tenir compte des deux types de porteurs on écrira :

$$\frac{di}{dt} = \frac{2.(M-1).i}{\tau_s}$$

Équation 2.9 : Accroissement du courant avec le temps.

On obtient donc finalement les trois équations qui permettent d'expliquer le phénomène :

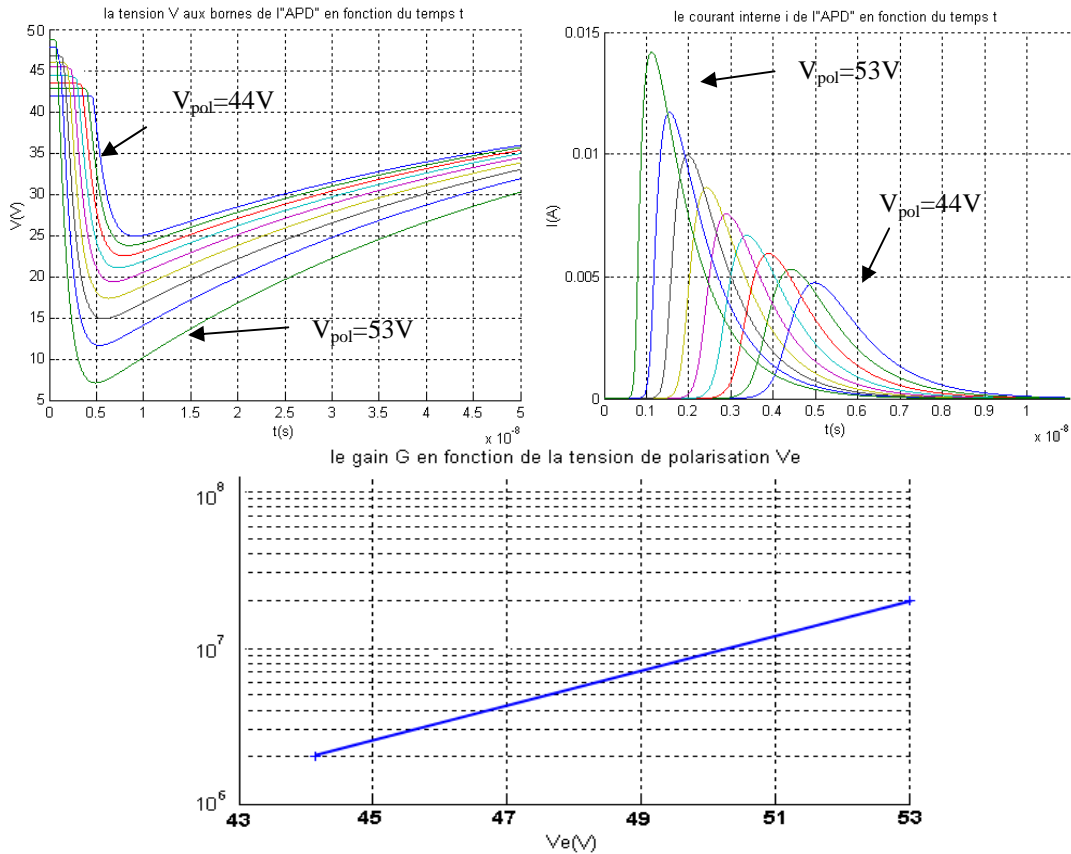
$$\left\{ \begin{array}{l} M = \frac{1}{1 - \left(\alpha \cdot \frac{V}{V_G} \right)^m} \\ \frac{di}{dt} = \frac{2.(M-1).i}{\tau_s} \\ V = \frac{1}{C} \cdot \int \left(\frac{V_{pol} - V}{R_q} - i \right) dt \end{array} \right.$$

Équation 2.10 : Les trois équations à retenir expliquant le phénomène Geiger.

Les inconnues sont $i(t)$, $v(t)$, $M(t)$ avec comme condition initiale ; $t=0$, $n=0$

$$i = q.v_l \text{ et } V = V_{pol} \text{ et } M = \frac{1}{1 - \left(\alpha \cdot \frac{V_{pol}}{V_G} \right)^m}$$

Résolution des équations, simulation du modèle avec : $R_q=100 \text{ k}\Omega$:



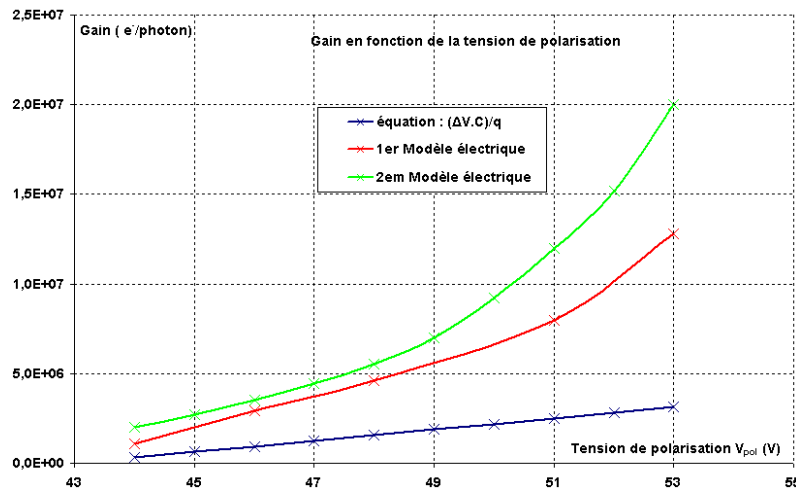
Graphique 2.5 : Résolution des équations donnant la tension aux bornes de l'APD.

Graphique 2.6 : Résolution des équations donnant le courant i , interne de l'APD, révélateur du gain.

Graphique 2.7 : Modélisation du gain du modèle physique.

2.3.4 Analyse des résultats des trois méthodes.

Ces modèles nous donnent les courbes du gain en fonction de la tension de polarisation : Graphique 2.7, Graphique 2.4, Graphique 2.1. Le Graphique 2.8 regroupe ces trois méthodes.



Graphique 2.8 : Comparaison des trois méthodes donnant le gain en fonction de la tension.

La méthode la plus couramment utilisée dans la littérature (par Hamamatsu et SensL) est : $G = (\Delta V.C)/q$ pour avoir une plus grande précision cette formule est appliquée sur les graphiques donnant la dispersion des amplitudes des impulsions sur un SiPM (exemple

Figure 4.19).

D'autres modèles physiques permettant de mettre en évidence l'impulsion Geiger et le gain, ont été développés. Le plus ancien a été proposé en 1964 dans l'article de R.Haitz et al. [Réf 2. 11], et le plus récent en 2008, dans l'article de F.Corsi [Réf 2. 18].

2.4 Le bruit de fond et ses origines

Le niveau de multiplication dans la détection par mode Geiger, de l'ordre de 10^5 à 10^7 porteurs par photon, permet la détection du photon unitaire par la détection d'une impulsion qui se mesure en volt et en microampère sur des durées de quelques nanosecondes. On pourrait penser, à ce stade de la présentation du dispositif, qu'il suffit de placer un compteur connecté au dispositif pour avoir un comptage direct du nombre de photons frappant la photodiode. En réalité, les signaux utiles (impulsion photoélectrique) sont bruités par le phénomène de génération thermique de porteurs dans la zone de charge d'espace : en effet, compte tenu de la largeur de la bande interdite ($\approx 1\text{eV}$) il existe un niveau de probabilité non-nul pour que des paires électron-trou sortent, générées spontanément dans la zone des champs intenses. Lorsque cela arrive, ces porteurs, sont comme les porteurs générés optiquement, accélérés et multipliés.

Cette génération de porteurs thermiques dans le champ d'espace peut être exprimée par l'expression :

$$i = q \cdot s \cdot \frac{w}{\tau} \cdot n_i \quad f = s \cdot \frac{w}{\tau} \cdot n_i$$

Équation 2.11 : Estimation du bruit thermique volumique d'une jonction plane.

n_i : est la densité intrinsèque des porteurs (at.cm^{-2})
 τ : la durée de vie (s)
 w : l'épaisseur de la charge d'espace (cm)
 s : la surface de la jonction (cm^2)

On voit bien en considérant cette équation que le « bruit » grandit avec la surface de détection. Cela explique, alors que le phénomène de multiplication était connu depuis 1978, pourquoi personne n'envisageait de dispositif opérationnel, en raison des surfaces de détection nécessairement très petites.

Un calcul très simple utilisant l'Équation 2.11, nous permet d'évaluer le courant de fuite traversant une jonction plane de $20 \mu\text{m}$ de diamètre.

Le courant de fuite est fonction de :

la surface : $s = (\pi \cdot (20 \mu\text{m})^2) / 4$,

la largeur de la zone de charge d'espace : $w_i = 1,5 \mu\text{m}$ (voir Graphique A 14),

la densité intrinsèque : $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$,

la durée de vie : $\tau = 1,1 \mu\text{s}$ (voir Figure 3.8).

On obtient pour une photodiode de $20 \mu\text{m}$ de diamètre à 20°C :

$i = 2 \cdot 10^{-13} \text{ A}$ et $f = 1 \text{ MHz}$

Ce qui donne une paire électron-trou toutes les microsecondes. Fort heureusement, tous ces porteurs ne donnent pas lieu à une impulsion Geiger (pas de multiplication) et des calculs plus approfondis donnent des chiffres un peu plus favorables. En effet tous les porteurs générés dans le champ d'espace ne vont pas déclencher l'effet d'avalanche (impulsion Geiger) :

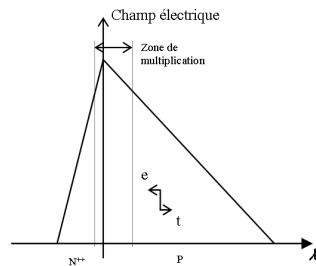


Figure 2.9 : Champ électrique dans la zone de charge d'espace.

$$P_{av} = P_e(x) + (1 - P_e(x)) \cdot P_t(x)$$

Équation 2.12 : Probabilité d'avalanche [Réf 2. 20].

La probabilité d'avalanche est maximale dans la zone à très fort champ électrique et baisse de part et d'autre. A droite, c'est naturellement les électrons qui provoquent l'avalanche en remontant le champ électrique et à gauche, (en surface), ce sont les trous les mieux placés pour enclencher le phénomène d'avalanche (voir Figure 2.9).

Pour pouvoir différencier le signal utile du bruit de fond, il est donc important de bien calculer le champ électrique maximum, c'est-à-dire l'épaisseur de la jonction par rapport à la pénétration des photons que l'on souhaite mesurer voir Tableau 2.1.

Profondeur de la jonction (nm)	longueur d'onde la mieux détectée : λ (nm)
100 nm	400 nm
500 nm	500 nm
1000 nm	600 nm
10 000 nm	>800 nm

Tableau 2.1 : Sensibilité théorique de la jonction : [Réf 2. 20].

Le rendement quantique de la photodiode fonctionnant en mode Geiger, ne diffère pas fondamentalement de la photodiode dans le mode classique :

- Pour les courtes longueurs d'onde (400nm), la probabilité du rendement quantique tient à la vitesse de recombinaison en surface. En effet, les paires générées sont très près de la surface (100nm) et sont immédiatement recombinées.
- Pour les longueurs d'ondes supérieures à 800nm, le problème est celui de la durée de vie ou plutôt de la longueur de diffusion qui limite la collecte des paires électrons-trous générées aux limites de la charge d'espace.

Il faut constater que ce phénomène de bruit est la limitation principale à la sensibilité de détection.

Il peut amener à des solutions diverses :

- (i) Baisse de la température, ce qui a pour effet de baisser le courant de fuite d'un facteur 2 tous les 8°C.
- (ii) Utilisation d'une technique de comptage par coïncidence.
- (iii) Mettre en œuvre une technique de filtrage numérique basée sur la dispersion aléatoire du bruit thermique.
- (iv) Mettre en œuvre une technologie qui garantit une grande durée de vie des porteurs de charge.

2.5 Les règles de conception

Nous avons, ci-dessus, rappelé les principales lois fixant le fonctionnement des photodiodes, à partir desquelles on peut faire un travail de conception. Deux préalables toutefois :

- la recherche de détection de haute sensibilité suppose un rendement quantique de collecte des photons très élevé : ceci ne peut être envisagé qu'avec des couches antireflets, optimisées pour une longueur d'onde, déposées sur la surface sensible du détecteur.

- l'accord avec le domaine de longueur d'onde (dans le visible), fixe la profondeur où il faut placer la jonction : ainsi, si la jonction est placée très près de la surface (quelques 1000 Å), on aura d'excellentes sensibilités aux rayonnements (bleu à l'ultraviolet). Si l'on place la jonction à quelques microns de la surface, on sera sensible au rouge et à l'infrarouge.

Nous allons procéder de la sorte :

- 1) Définir le dopage des substrats, et la tension d'avalanche. Ce dopage est donné par l'expression : $N=fct(V_{br})$ (voir Graphique A 3).
- 2) Définir la surface du dispositif élémentaire pour réduire le bruit au maximum compte tenu de l'application : nous considérerons ici que $30\mu m * 30\mu m$ est sûrement la dimension maximale pour un bon dispositif. (Pour de plus grandes surfaces, il faut utiliser la structure matricielle).
- 3) Imaginer un anneau de garde pour faire en sorte que l'avalanche intervienne au centre du dispositif.
- 4) Ajuster la profondeur de la jonction pour avoir le bon rendement à la bonne longueur d'onde.
- 5) Trouver un processus technologique qui préserve la durée de vie.

2.6 Choix d'un cahier des charges.

2.6.1 Les performances des détecteurs unitaires

On cherche à réaliser une photodiode à très faible courant de fuite afin de mesurer de très faibles flux lumineux. Cette photodiode (jonction pn) sera réalisée avec du silicium. Cette jonction pn doit avoir une bonne sensibilité à la lumière (efficacité quantique 80 % dans le visible). La tension de claquage ne doit pas être trop élevée pour avoir un pilotage plus facile à réaliser. C'est-à-dire une mise en œuvre en mode Geiger plus simple, au niveau de l'alimentation (la commande). La tension de claquage doit également être très homogène d'une photodiode à l'autre. Cette condition est indispensable pour faire des détecteurs multi cellules. Cette photodiode doit avoir un courant de fuite le plus faible possible, c'est-à-dire une structure cristalline donnant une grande durée de vie au porteur de charge. Le courant de fuite de la jonction plane de la photodiode est directement lié au déclenchement thermique (c'est-à-dire le nombre minimal de photons mesurables). Plusieurs tailles sont envisageables, de $10\mu m$ à $100\mu m$ et plusieurs formes (ronde, carré, hexagonale). Le courant de fuite de la jonction est directement lié à sa taille (surface de la jonction plane). Plus la photodiode sera petite plus le courant de fuite sera faible. La capacité de la jonction doit être également très faible, pour avoir un temps de réarmement (en mode Geiger) faible, c'est-à-dire une photodiode : « rapide ».

Voici les caractéristiques de la photodiode que l'on cherche à fabriquer :

Tension de claquage (mesurée à un courant de 1 nA) : $V_{br} = 35$ à 45 V.

Courant de fuite en mode classique (mesuré à $V = 30$ V) : $I_{fuite} = 1$ pA.

Taille et forme de la photodiode : ronde, de diamètre entre $10\text{ }\mu\text{m}$ et $50\text{ }\mu\text{m}$

Efficacité quantique entre 400 et 800 nm : $E_{eff} = 80\%$

Capacité maximale de la jonction de la photodiode polarisée à V_{br} : $C_{pn}(V_{br})$ de 5 fF à 120 fF

Capacité maximale du plot de bonding de $100\text{ }\mu\text{m}$ de côté $C_{bonding} = 1\text{ pF}$

2.6.2 Les détecteurs en matrice unitaire (monopixel et multi-cellules : SiPM).

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que pour avoir un bon fonctionnement dans le mode Geiger, la taille des photodiodes doit être réduite ($20\text{ }\mu\text{m}$). En effet, plus la photodiode est de petite taille plus son bruit thermique en mode Geiger (Dark count rate) sera faible ($<1\text{ kHz}$). Dans la perspective d'avoir un détecteur de plus grande taille $> 1\text{ mm}^2$ et indispensable dans de nombreuses applications, nous allons également réaliser des matrices de photodiodes. Il s'agit de regrouper des photodiodes, avec une résistance de charge en série (Figure 2.10). Cette idée est apparue pour la première fois en Russie et présentée dans l'article [Réf 1. 54].

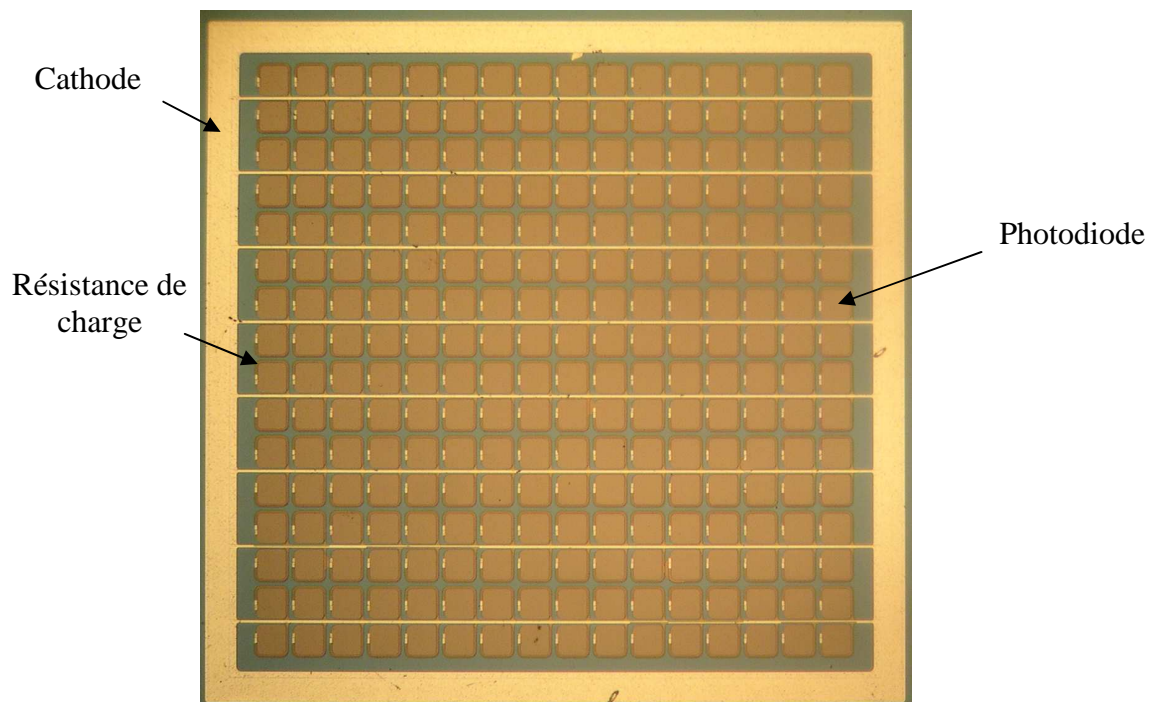


Figure 2.10 : Photographie d'un SiPM (fabrication LAAS) 16×16 photodiodes de $40\text{ }\mu\text{m}$ de côté.

2.7 Choix d'une filière technologique.

Nous avons vu le fonctionnement élémentaire d'un détecteur et des détecteurs en matrices qui sont les deux principaux dispositifs existants. Notre objectif est de déterminer un procédé technologique respectant le cahier des charges et présentant des performances optimales : nous avons axé notre démarche de conception sur l'homogénéité des dispositifs, pour une compatibilité avec les exigences de l'imagerie.

2.7.1 Pourquoi assurer l'homogénéité des composants ?

Dans le mode Geiger, le gain est lié à la différence entre la tension d'alimentation et la tension de claquage de la jonction. Cet excès de tension (le réglage de ce gain), appliqué à la photodiode, doit être ajusté très finement pour obtenir le gain souhaité. Une variation de quelques dizaines de millivolts (de la tension d'alimentation ou de la tension de claquage, pouvant être liée à la température ou à une mauvaise technologie) peut faire varier fortement le gain comme nous l'avons vu sur le Graphique 2.8. L'anticipation de ces variations expérimentales est présentée au chapitre n°3, (Figure 3.3). Le but de ce travail de thèse est de réaliser des composants multi-cellules (plusieurs photodiodes côte à côte), cela représente un enjeu pour la communauté scientifique si l'on veut accéder à des surfaces de détection importantes (quelques mm^2). Les photodiodes formant ces dispositifs multi-cellules, doivent avoir une tension de claquage identique. Si la tension de claquage est identique pour chaque photodiode, la tension d'alimentation pourra être commune, ce qui simplifie le circuit d'alimentation. Les photodiodes auront un gain identique et des performances comparables, c'est toute la difficulté de la technologie, telle que nous l'avons conçue.

2.7.2 Comment assurer l'homogénéité des composants ?

La tension de claquage d'une jonction pn est essentiellement définie par le dopage des semi-conducteurs p et n, résultant des implantations d'atomes, et des recuits d'activation, qui définissent la profondeur des jonctions. Dans le cas des photodiodes, la zone fortement dopée (de l'ordre de $10^{18} \text{ atomes.cm}^{-3}$) et sensible à la lumière doit être, très peu profonde (de l'ordre de $0,2 \mu\text{m}$) pour avoir une grande efficacité quantique dans le domaine du visible [Réf 2. 12]. La zone de charge d'espace se développe donc dans la région la moins dopée. C'est cette zone, faiblement dopée qui contribue principalement à définir la tension de claquage. Il est donc indispensable de rechercher une parfaite homogénéité du dopage de cette zone, pour faire des dispositifs multi cellules (avec plusieurs photodiodes). Nous choisissons de travailler sur un substrat dopé P (bore) pour bénéficier des coefficients d'ionisation plus élevés pour les électrons que pour les trous [Réf 2. 20].

Pour assurer l'homogénéité de la tension de claquage, nous devons choisir un substrat très homogène (spécialement) et éviter que le processus ne modifie son dopage. C'est la raison pour laquelle nous proposons de réaliser la photodiode avec une seule implantation (n^+), le substrat définissant la tension de fonctionnement des composants. En effet cette structure, Figure 2.11, représentant notre proposition, garantit la meilleure homogénéité possible de la tension de claquage, car le dopage du substrat, obtenu lors du tirage du cristal est plus homogène qu'un dopage réalisé par implantation ionique et redistribution par recuit thermique.

La cathode de la photodiode est faite par une implantation n^{++} (Arsenic) fortement dopée (au moins 10 fois supérieure au substrat). Le substrat dopé p (Bore) forme l'anode commune.

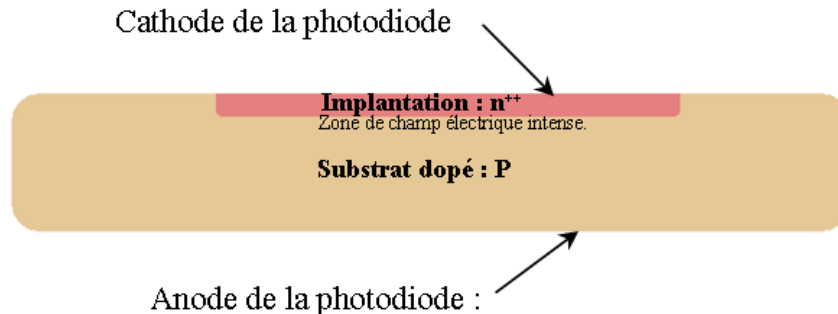


Figure 2.11 : Structure de la photodiode

2.7.3 Maîtrise du phénomène : « effets de bord ».

Ce paragraphe traite des problèmes rencontrés sur la maîtrise de la tension de claquage d'une jonction pn, qui est plus faible sur les bords à cause des effets de pointe. La tension de claquage inverse de la photodiode est déterminée par le champ électrique interne maximum que peut supporter le semi-conducteur. Le dopage fixe la tenue en tension, mais la forme de la jonction peut être aussi une limitation. Dans une jonction réelle, après avoir effectué une implantation ionique et une activation diffusion dans un four de redistribution, deux phénomènes, modifient localement le champ électrique lors de la polarisation de la jonction :

Le premier, c'est la concentration en atomes dopants sur les bords de la jonction supérieure à celle rencontrée au centre.

Le deuxième est le rayon de courbure de la jonction pn entre le semi-conducteur n et le semi-conducteur p qui n'est évidemment pas le même partout.

Ces deux phénomènes naturels, inévitables, créent de nouveaux types de jonction que l'on appelle « jonction cylindrique » et « jonction sphérique » voir Figure 2.12. La différence entre la tension de claquage de la jonction plane et la tension de claquage de la jonction cylindrique peut être très importante. Pour éviter ce phénomène il faut réaliser : « un anneau de garde ».

Dans notre processus la tension de claquage de la jonction de la photodiode sans protection et avec protection est :

Expérimentalement, 32V et 42,5V (voir Graphique 4.1)

Théoriquement 25V et 45V (voir Graphique 3.2)

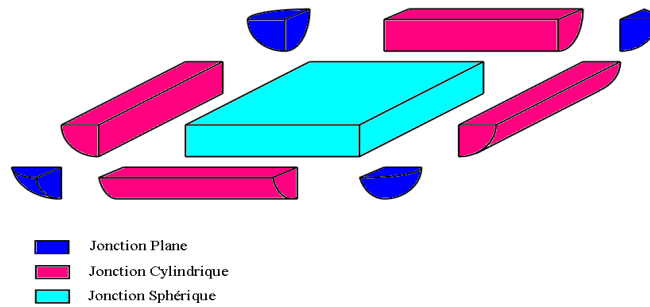


Figure 2.12 : Jonction plane sphérique et cylindrique.

2.7.4 Le traitement des effets de bord.

A ce jour, on a exploré trois méthodes de protection des effets de bord :

La première méthode Figure 2.11 consiste à biseauter les bords de la jonction, mécaniquement pour retrouver un angle favorable et réduire l'intensité du champ électrique sur les bords de la jonction [Réf 2. 10], [Réf 2. 14].

La deuxième méthode Figure 2.11 consiste à traiter le centre de la photodiode, en augmentant localement l'intensité du champ électrique sous le centre de la cathode n par un sur-dopage p [Réf 2. 10], [Réf 2. 15], [Réf 2. 17].

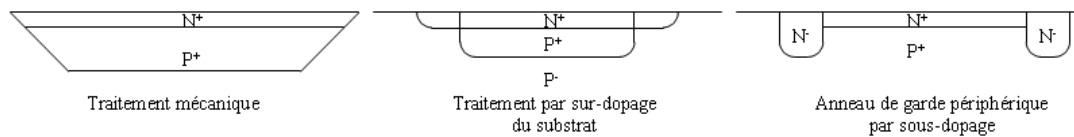


Figure 2.13 : Les trois méthodes de prévention de la tension de claquage.

La troisième méthode Figure 2.14, celle que nous avons choisie, consiste à traiter les bords de la jonction, en diffusant un anneau de garde autour, avec une concentration en atomes dopants plus faible que celle au centre. On bénéficie d'une augmentation des rayons de courbure. De plus le dopage de l'anneau de garde étant plus faible (10 fois plus faible et proche de celui de la région P), la tension de claquage de celui-ci sera plus élevée puisque le champ électrique s'étendra des deux cotés de la jonction. Dans notre cas nous visons une tension de claquage de l'anneau de garde 30% supérieure à celle de la jonction plane. La photodiode sera donc réalisée par une double implantation, avec deux profils de dopage différents. Ce type de structure est présenté dans les articles : [Réf 2. 10], [Réf 2. 15], [Réf 2. 16]. Nous avons initialement imaginé pouvoir remplacer les anneaux de garde par une tranchée profonde (Figure 3.10). Le procédé intéressant du point de vue de l'encombrement à dû être abandonnée par insuffisance des traitements de courants de surface.

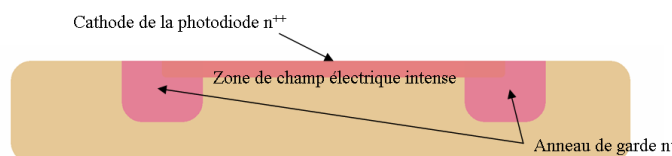


Figure 2.14 : Méthode choisie de prévention de la tension de claquage.

2.8 Conception des masques.

2.8.1 Les structures d'essais.

La réalisation de ces nouveaux composants électroniques en salle blanche commence par la fabrication des masques. Les masques permettent, grâce à une machine de photolithographie qui insole un substrat recouvert de résine photosensible, d'obtenir après révélation, le motif du masque, ou son inverse si l'on travaille avec une résine négative, sur le substrat. Cette machine permet aussi d'aligner le dessin du masque avec des motifs préexistants sur le substrat pour un travail sur plusieurs niveaux. Sur la Figure 2.15 on peut voir une superposition de tous les masques (8 niveaux pour notre technologie) avec les structures d'essais 1 à 5 respectivement en haut à gauche, en haut à droite, en bas à gauche, en bas à droite et au centre. Ces structures permettent de tester et de valider chaque étape technologique.

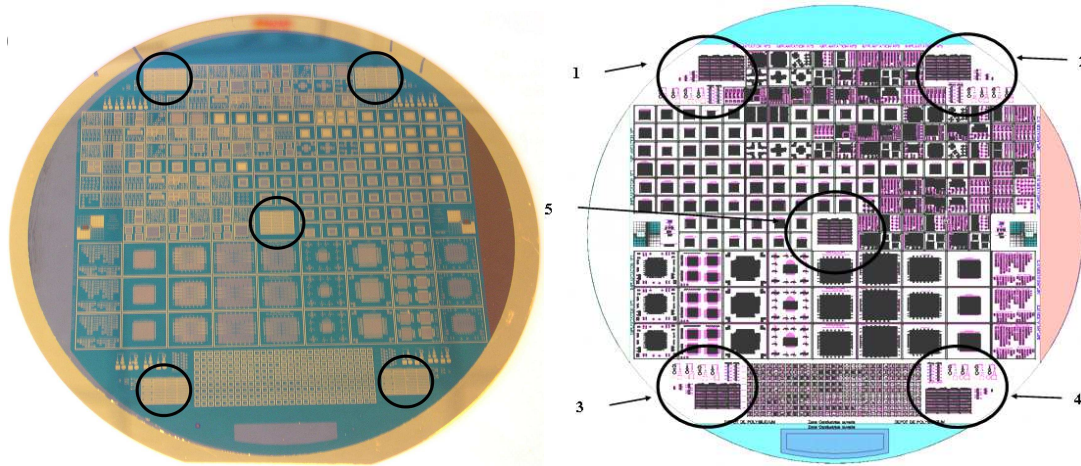


Figure 2.15 : Le substrat de silicium à gauche et les masques à droite avec les structures d'essais.

La Figure 2.16 présente les différents tests à réaliser après chaque étape technologique. Il s'agit de vérifier en A, la bonne implantation de l'anneau de garde, en B, la bonne implantation de la cathode de la photodiode et en C la bonne implantation de l'ensemble, anneau de garde + cathode de la photodiode pour différentes tailles de jonction allant de 10 μ m à 100 μ m. On vérifie pour A B et C le courant de fuite et surtout la tension de claquage des jonctions, et l'homogénéité de cette tension sur tout le substrat avec les zones 1 2 3 4 et 5. Les structures d'essais D, permettent de valider la bonne qualité des oxydes de silicium (SiO₂) qui apparaissent sur le substrat à chaque passage dans les fours d'oxydation. Il s'agit de disques de métal de différentes tailles déposés sur l'oxyde, permettant de mesurer la capacité et de revenir à la permittivité électrique du SiO₂. Les structures d'essais E, concernent le polysilicium avec différentes tailles (longueur largeur) permettant de mesurer la résistance par carré.

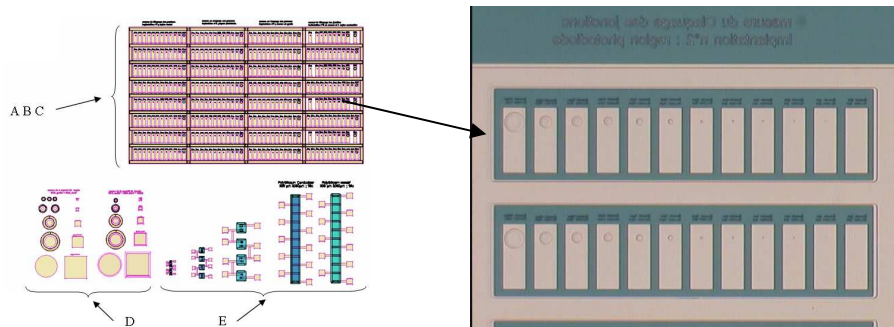


Figure 2.16 : Les structures d'essais à gauche les masques et a droite la réalisation sur silicium.

2.8.2 Les tests intermédiaires.

Lors de la fabrication des composants dans la centrale de technologie du LAAS, des appareils de mesures et de contrôles permettent de valider chaque étape technologique. Ces tests intermédiaires nous renseignent sur :

- les épaisseurs des différentes couches (oxyde de silicium, polysilicium, métal, résine). Ce test est réalisé avec un profilomètre mécanique. Dans ce processus 6, épaisseurs d'oxyde sont à mesurer précisément ainsi que l'épaisseur du polysilicium formant la résistance et l'épaisseur du métal formant les connexions.

- la résistivité du silicium et du polysilicium. Ce test est réalisé avec un ampèremètre programmable, équipé de quatre pointes. On mesure 3 résistivités différentes pour le silicium (le silicium dopé P vierge, le silicium dopé N faiblement, et le silicium dopé N fortement) et 2 résistivités différentes pour le polysilicium (faiblement dopé et fortement dopé).

Conclusion

Ce chapitre était consacré à la conception des dispositifs. Pour ce faire, nous avons rappelé ce qu'était l'effet d'avalanche dans une jonction pn et rappelé les principales lois physiques qui le caractérise.

Nous avons décrit ensuite en détails, le phénomène Geiger et son observation nous donne les lois :

- du gain G qui induit que les diodes ne peuvent bien fonctionner que si les capacités sont faibles.
- du comportement des jonctions pour des systèmes matriciels (SiPM) ou chaque pixel possède une résistance de charge. Cette idée [Réf 1. 50] à relancé le développement des détecteur Geiger avec des grandes surfaces.

Nous avons proposé deux modèles fonctionnels : un modèle simplement électrique pour les simulations de dispositifs dans les circuits électroniques et un autre, physique, qui montre comment se développe et s'éteint l'avalanche. Sur ces bases théoriques nous avons présenté, le cahier des charges, et notre procédé de conception pour dimensionner les dispositifs. Deux points clefs théoriques ont été discutés : l'homogénéité du comportement sur une plaque et la maîtrise du courant de fuite de surface. Ceci nous conduit à une proposition originale d'un dispositif obtenu par double implantation dont la tension d'avalanche est définie par le dopage du substrat de départ ce qui doit assurer l'homogénéité. Nous avons terminé ce chapitre par la présentation des masques et des motifs de tests, utile pour valider la conception technologique.

chapitre 3

*La mise en œuvre
technologique.*

Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons présenté le cahier des charges définissant les performances que l'on désire obtenir pour les dispositifs futurs à réaliser et les options de base que nous avons choisies pour y parvenir, c'est-à-dire la structure des dispositifs : il s'agit de jonctions fabriquées en silicium, avec une partie périphérique réalisée par une diffusion profonde faiblement dopée. Nous voyons deux avantages à ce choix technologique.

- La tension de fonctionnement en avalanche est définie par le dopage originel du substrat. Nous avons donc toutes les chances de disposer d'une grande homogénéité de caractéristiques électriques.

- Les courants de fuite seront contrôlés par les jonctions latérales loin de la partie active, mais il faut encore que le processus proposé assure une grande qualité du silicium en fin de réalisation. Nous verrons ci-dessous comment y parvenir.

Il reste à définir et mettre au point le processus de fabrication : nous allons présenter, dans ce chapitre, le processus technologique, c'est-à-dire les opérations de fabrication des dispositifs dans la centrale de technologie du LAAS. La démarche que nous avons adoptée consiste d'abord à simuler le plus complètement et le plus précisément possible ce processus de fabrication de manière à anticiper les meilleurs réglages. La démarche est ensuite d'appliquer une succession d'opérations réelles (avec quelques variantes de réglage) pour lesquelles nous avons tenté de mettre en œuvre un suivi très précis de la qualité de réalisation de chacune de ces étapes.

Dans ce chapitre, nous commençons par définir le processus technologique avec une analyse de l'homogénéité de la résistivité des substrats de départ, ce qui nous permet d'évaluer les variations potentielles de la tension de claquage et du gain. Les questions de maîtrise de la durée de vie et de la conception d'un anneau de garde sont traitées dans le premier paragraphe. La deuxième partie du chapitre présente le procédé original que nous avons retenu, toutes les étapes technologiques sont détaillées dans l'ANNEXE C. Le dernier paragraphe présente le modèle, suivi des étapes technologiques.

3.1 Définition du processus technologique.

3.1.1 Homogénéité du dopage du substrat : évaluation des variations de la tension de fonctionnement et du gain obtenu.

Le paragraphe 2.7 : « Choix d'une filière technologique. » du chapitre n°2, définit la structure des photodiodes à réaliser. Cette structure est représentée sur la Figure 2.11. L'intérêt de ce choix technologique est que la tension de claquage de la photodiode est définie par le dopage du substrat. Nous avons choisi de réaliser nos photodiodes avec deux variantes de substrat, de deux résistivités différentes.

Caractéristique des substrats annoncés par le constructeur :

Choix du Substrat n°1 : lot S1 A à S1 Y (25 Substrats)

Résistivité (garantie constructeur) : 0,75 à 0,85 $\Omega\cdot\text{cm}$.

Dopage correspondant (Bore) : $N_a = 1,5 \cdot 10^{16}$ à $2 \cdot 10^{16}$ atomes. cm^{-3} .

Tension de claquage correspondante : $V_{br} = 38\text{V}$ à 45V (voir ANNEXE B).

Dopage type P : Bore (CZ)

Durée de vie espérée, non garantie : 5 à 20 μs .

Profondeur de la zone de charge d'espace : $W_t = 1,7 \mu\text{m}$ à $2,1 \mu\text{m}$.

Fourni avec une cartographie de la résistivité.

Choix du Substrat n°2 : lot S2 A à S2 Y (25 Substrats)

Résistivité (garantie constructeur) : 1 à 2 $\Omega\cdot\text{cm}$.

Dopage correspondant (Bore) : $N_a = 7 \cdot 10^{15}$ à $1,4 \cdot 10^{16}$ atome. cm^{-3} .

Tension de claquage correspondante: $V_{br} = 50\text{V}$ à 60V (résultats des simulations SILVACO).

Dopage type P : Bore (CZ)

Durée de vie garantie constructeur : 100 à 200 μs .

Profondeur de la zone de charge d'espace : $W_t = 2,2 \mu\text{m}$ à $3,5 \mu\text{m}$.

Fourni avec une cartographie de la durée de vie.

Nous avons d'abord analysé la qualité des substrats en termes de résistivité spatiale et de durée de vie compte tenu de notre exigence d'homogénéité des composants désirés. Sur la Figure 3.1, on peut voir la répartition géométrique de la résistivité pour les substrats choisis pour la réalisation de nos photodiodes.

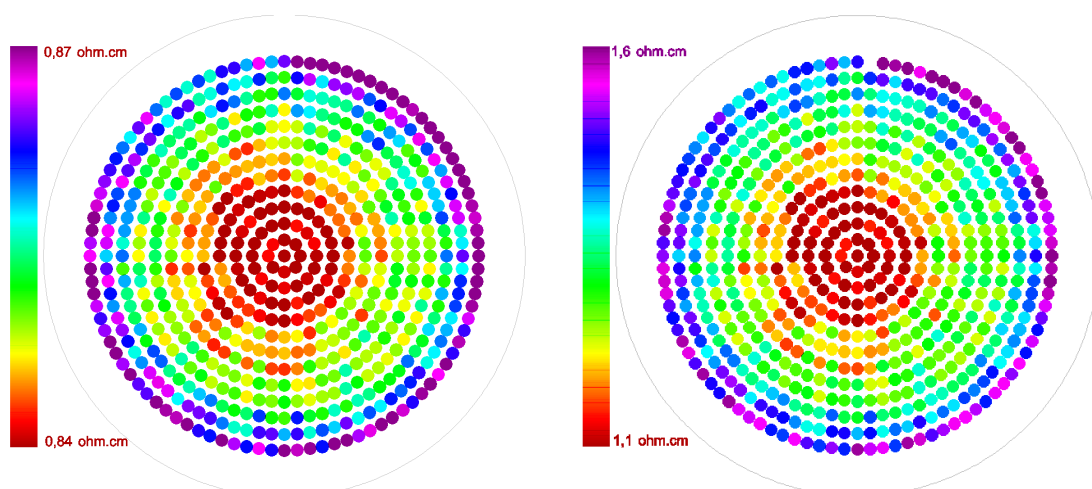


Figure 3.1 : Mesure de la résistivité de deux wafer vierge : S1_A et S2_A.

Sur Figure 3.2, nous avons, compte tenu de ces mesures de caractérisation, prédit les variations théoriques de la tension de claquage auxquelles on peut s'attendre en fin de processus. Ces calculs sont réalisés avec les abaques présentés dans l'annexe A par l'Équation A 8, et donnent des valeurs légèrement différentes (3% d'erreur) du logiciel de simulation SILVACO, en raison probablement de la différence des profils de dopage considérés dans les deux simulations.

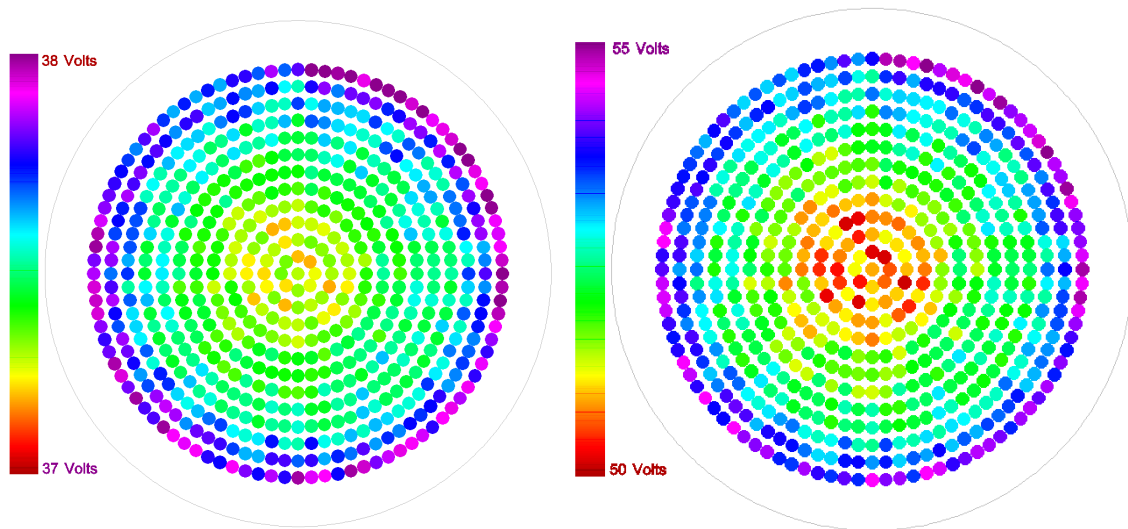


Figure 3.2 : Prédiction de la tension de claquage obtenue avec la mesure de la résistivité (Équation A 8).

Sur la Figure 3.3 nous en avons déduit les variations théoriques du gain que l'on peut avoir sur nos dispositifs à la fin du processus de fabrication.

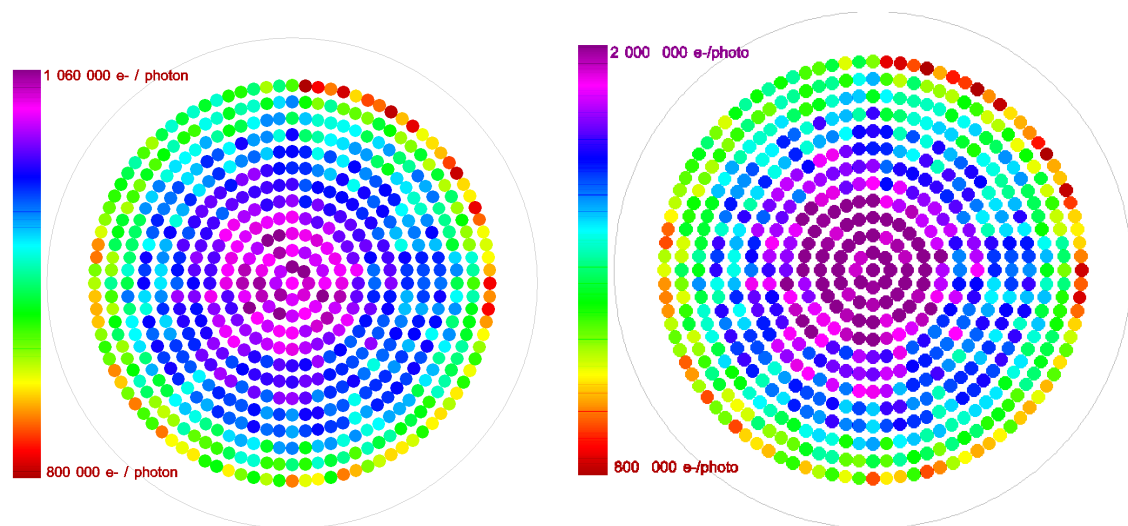


Figure 3.3 : Prédiction de la variation du gain, calculée grâce à la tension de claquage.

Le calcul du Gain présenté sur la Figure 3.3, est réalisé avec les abaqes présentés dans l'annexe A, par l'Équation A 33 et également présentés dans le chapitre n°2 par l'Équation 2.2. La tension d'alimentation prise en compte pour ce calcul est de 20% au delà de la tension d'avalanche moyenne soit : $\Delta V = 7,5V$ et $V_{br} = 37,5V$ pour le substrat n°1 et $\Delta V = 10,5V$ et $V_{br} = 52,5V$ pour le deuxième substrat. La variation du gain est calculée avec une capacité de 20fF, ce qui représente une photodiode de 20 μm de diamètre polarisé à 40V (voir Graphique A 15). Les variations de la résistivité du wafer (Figure 3.1) induisent les variations de tensions de claquage Figure 3.2 et les variations du gain Figure 3.3 lors de la polarisation en mode Geiger. La variation de la tension de claquage (expérimentale) est ici de 1V, sur la totalité du substrat, se qui est supérieur a nos espérances.

A titre de comparaison, l'article de F.Zappa et C.Cova [Réf 3. 1] présente des cartographies de substrats, caractérisant l'homogénéité de la tension de claquage ainsi que celle du gain. Les résultats obtenus dans cet article sont pour la variation de la tension de claquage de 2V sur la totalité du substrat, nous présentons ici des résultats analogues sinon meilleurs.

3.1.2 Calcul des diffusions des anneaux de garde

Il y a deux paramètres technologiques importants à fixer pour la conception des anneaux de garde : la profondeur et la tension de claquage. La tension de claquage est déterminée par le dopage des jonctions. La dose implantée et le recuit d'activation déterminent le dopage et la profondeur de la jonction. L'anneau de garde doit pouvoir tenir une tension de 60 V : cette valeur est indispensable pour avoir un bon fonctionnement en mode Geiger (30% supérieur au claquage central $V_{br} = 45V$). L'anneau de garde, pour protéger la région de multiplication, doit être diffusé avec une profondeur supérieure à celle de la zone de charge d'espace. La tension de claquage de la jonction centrale est comprise entre 38V et 45V. La zone de charge d'espace doit avoir une profondeur comprise entre 1,7 et 2,1 μm suivant le dopage du substrat. La profondeur des anneaux de garde devra être supérieure à 1,8 à 2,2 μm . L'ANNEXE B détaille la simulation du procédé technologique qui conduit à ces choix technologique. Le logiciel de simulation SILVACO nous donne : la dose, le temps de recuit et la température pour atteindre, la profondeur, et la tension de claquage désirée (1,8 à 2,2 μm et 60 à 63V suivant le dopage du substrat).

Les anneaux de garde ainsi définis préserveront le fait que la tension de claquage reste localement au centre de la jonction, de manière homogène à la valeur de la tension de claquage d'une jonction plane : les anneaux de garde éviteront à la jonction pn centrale, un claquage sur les bords.

3.1.3 Importance et maîtrise de la durée de vie.

Dans ce paragraphe nous allons aborder la durée de vie des porteurs : comment la conserver à une valeur la plus grande possible ? La durée de vie des porteurs est le paramètre essentiel qui fixe le bruit thermique de la jonction, voir Équation 2.11. Le déclenchement thermique (parasite) de la jonction est lié, à la température, au champ électrique appliqué aux bornes de la jonction, et surtout à la durée de vie des porteurs de charge avant recombinaison c'est-à-dire la qualité du cristal de silicium en fin de fabrication.

La durée de vie des porteurs est un paramètre dont la valeur initiale dépend du procédé de fabrication des lingots de silicium, et qui va évoluer pendant la réalisation du processus technologique à cause des contraintes imposées par les traitements technologiques (opération de dopage, recuit thermique, attaque chimique, ect...). Il est d'abord très important de commencer le processus avec des substrats possédant une grande durée de vie, puis il s'agira, de la dégrader le moins possible lors de la réalisation. Les contaminations (métallique, organique, ect...) constituent la première menace pour la durée de vie des porteurs de charges. Ensuite, en raison des étapes thermiques importantes de notre procédé, interviens des contraintes thermomécaniques et il est très difficile de conserver ce paramètre tout au long du processus. Enfin les opérations d'implantation créent des défauts qu'il faut « recuire » pour retrouver une bonne durée de vie : L'expérience montre que les recuits ne sont jamais parfait laissant des atomes implantés en position interstitiels et en laissant des défauts d'implantation. Toute la difficulté est de choisir un processus technologique qui vise une durée de vie acceptable à la fin. Nous allons présenter ci-dessous les précautions que nous avons prises :

Nous avons d'abord mesuré la durée de vie des substrats vierges. Sur la Figure 3.4, on peut voir la répartition géométrique de la durée de vie des porteurs de charge obtenue par la technique « scanner light lifetime ».

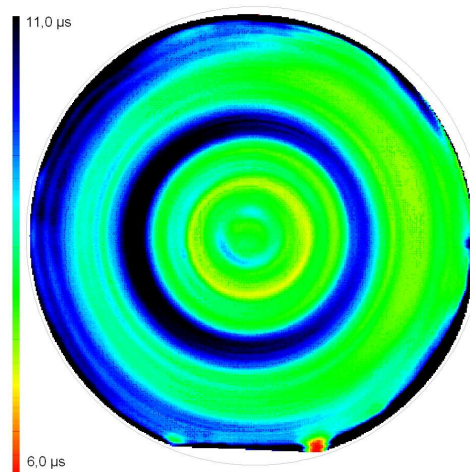


Figure 3.4 : Mesure de la durée de vie des porteurs de charge, sur un substrat vierge.

On constate que la durée de vie des porteurs de charge pour un substrat vierge est comprise entre 6μs et 11μs. Avec une telle durée de vie, si elle est maintenue durant la fabrication, le courant de fuite volumique d'une jonction plane sera très faible bien inférieur au pico ampère et donc conforme au cahier des charges.

Voici les précautions que nous avons prises compte tenu des éléments de la littérature et de l'expérience du LAAS.

- Descentes en température très lente, pour éviter les chocs thermiques.
- Pas de pince métallique mais plutôt en téflon, pour la manipulation des plaques de silicium. Manipulation des wafers avec précaution.
- Oxydation thermique « propre » avec 3% HCl pour décontaminer.
- Nettoyage du four avant introduction des substrats.
- « Nettoyages adaptés » des wafers avant les étapes thermiques de redistribution.
- Azote hydrogéné (« Forming-gaz ») après métallisation.

Dans notre processus technologique, de fabrication des photodiodes, il y a trois étapes thermiques : « l'oxydation sacrificielle », « l'oxydation de passivation », « le recuit d'activation », susceptibles de détériorer la durée de vie des porteurs de charge. Pour qualifier notre procédé, nous avons mesuré la durée de vie des porteurs sur la plaque de silicium après ces trois étapes : Figure 3.5, Figure 3.6 et Figure 3.7.

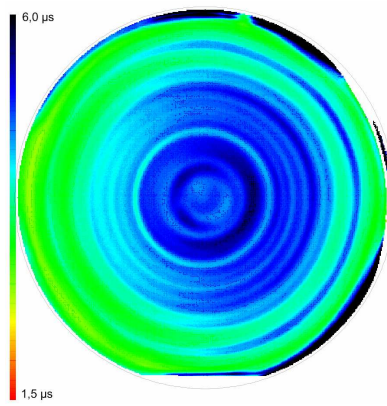


Figure 3.5

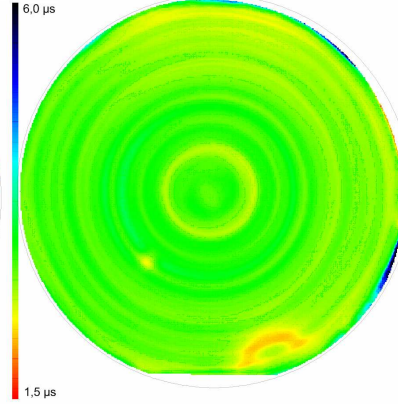


Figure 3.6

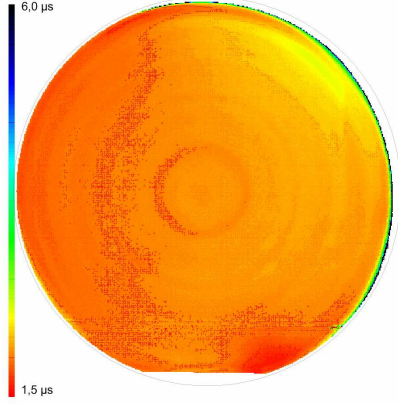


Figure 3.7

Figure 3.5 : Mesure de la durée de vie des porteurs de charge, après l'oxydation sacrificielle (1035°C).
Figure 3.6 : Mesure de la durée de vie des porteurs de charge, après l'oxydation de passivation (1100°C).
Figure 3.7 : Mesure de la durée de vie des porteurs de charge, après le recuit d'activation (1100°C).

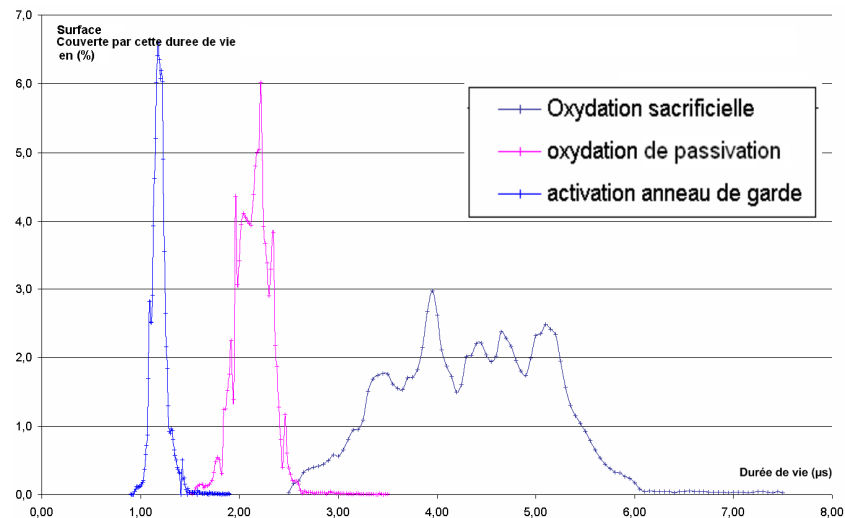


Figure 3.8 : Mesure de la durée de vie sur un substrat après les 3 étapes thermiques importantes.

Nous constatons que, malgré les précautions, la durée de vie des porteurs baisse fortement en cours du processus technologique malgré toutes les précautions que nous avons prises. Nous avons en fin de processus une durée de vie de l'ordre de la microseconde ce qui est encore compatible avec notre cahier des charges. On note qu'il y a ici, un potentiel d'amélioration, peut être en choisissant un procédé avec des températures plus basses mais avec la difficulté de choisir des procédés moins conventionnel.

3.2 Le procédé propre.

3.2.1 La simulation du processus technologique, SILVACO.

L'outil SILVACO permet la simulation de processus technologique étape par étape : Il est en quelque sorte le moyen d'effectuer un prototypage virtuel avec lequel nous pouvons valider nos choix technologiques. Nous avons donc utilisé la simulation du processus technologique pour vérifier la tension de claquage des différentes jonctions et de valider nos choix technologiques (doses, dopages, température et temps des recuits...). C'est une étape incontournable de la conception car tous les paramètres évoluent en fonction, des étapes thermiques d'activation-redistribution, des atomes dopants, des doses choisies pour les implantations, et de la résistivité initiale du wafer. De plus il peut y avoir des interrogations entre les opérations successives difficiles à anticiper sans simulation. Il est donc très important de simuler certaines étapes du processus technologique pour valider le processus dans sa globalité. Le processus technologique a été simulé sur un logiciel de simulation bidimensionnel, suffisant pour nos structures. Une simulation du comportement électrique statique des dispositifs a été ensuite réalisée pour valider les tensions de claquage, et les courants de fuite. Ces simulations sont présentées dans ce paragraphe. La simulation du processus technologique est réalisée avec les outils « ATHENA », suivie de la simulation électrique avec les outils « ATLAS ». « ATHENA » et « ATLAS » sont distribués par la société « SILVACO COVENTOR International » sur station administrée par système UNIX.

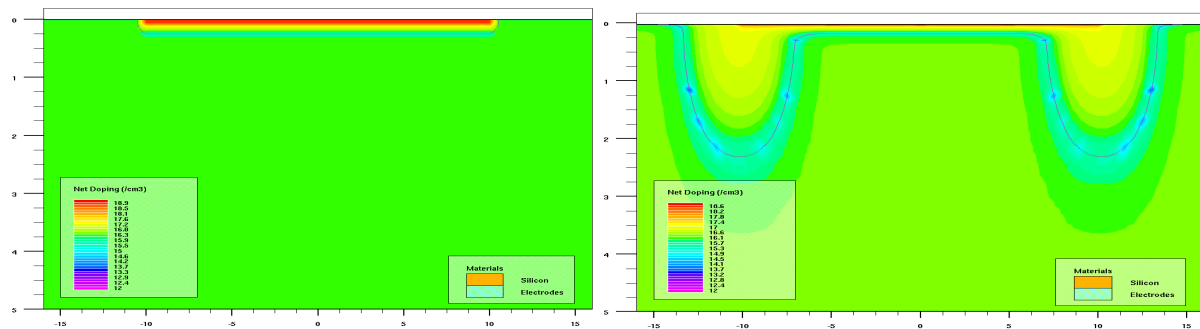


Figure 3.9 : Structure de la photodiode en coupe avec et sans anneau de garde.

On considère un wafer (Figure 3.9) dopé type P (Bore, fabrication CZ) avec une résistivité fixée lors de la fabrication à $R=0,85 \Omega \cdot \text{cm}$. Le dopage correspondant à cette résistivité est : $N_a = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ atome} \cdot \text{cm}^{-3}$. Sur ce wafer nous réalisons une jonction plane (P-N). Cette jonction est réalisée par implantation ionique d'atomes de type N (Arsenic). Elle doit être fortement dopée, au moins 10 fois supérieure au dopage de la région P, pour que la zone de charge d'espace se développe dans la région faiblement dopée (P). Cette condition (faible épaisseur et fort dopage) est nécessaire pour que la tension de claquage soit définie par le substrat, et aussi pour avoir une grande efficacité quantique, (sensible à la lumière) dans la longueur d'onde du visible. La dose choisie pour cette implantation est : $D_d = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ Atm} \cdot \text{cm}^{-2}$. La redistribution (température et temps de recuit) est choisie pour avoir une profondeur de jonction de $0,3 \mu\text{m}$ comme le montre le profil de dopage (Graphique 3.1). Le dopage de la région active fortement dopée peut être calculé simplement par :

$$\frac{1,5 \cdot 10^{13} \text{ atomes} \cdot \text{cm}^{-2}}{0,3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}} = 5 \cdot 10^{17} \text{ atomes} \cdot \text{cm}^{-3}$$

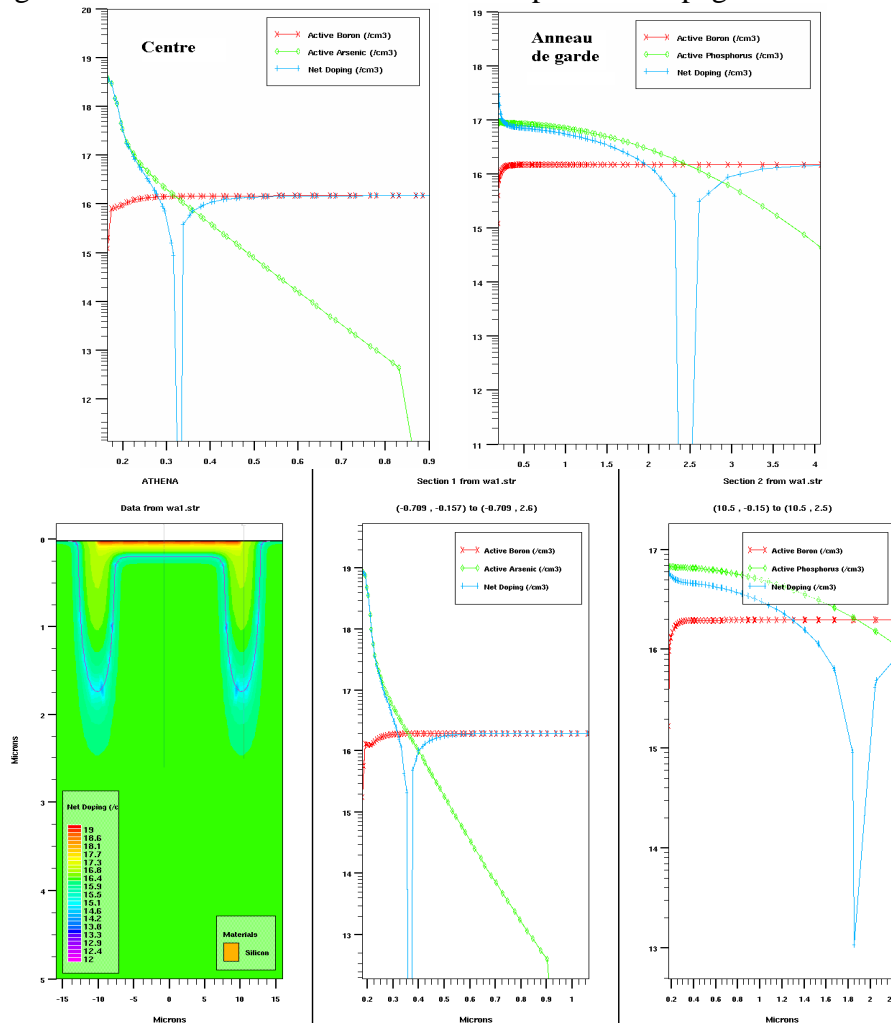
La tension de claquage théorique correspondante à cette structure sera de : $V_{br} = 45V$ d'après les abaques présentés dans l'annexe A. Malheureusement si la structure ne possède pas de protection contre les effets de bord, la tension de claquage sera largement plus faible, d'après le logiciel de simulation $V_{br} = 25V$, comme le montre le Graphique 3.2.

Sur ce wafer nous réalisons une jonction « anneau de garde » pour éviter les effets de bord. Cette jonction est réalisée par implantation ionique d'atomes de type N (Phosphore). Elle doit être faiblement dopée pour avoir une tension de claquage au moins 30 % supérieure à celle de la jonction plane c'est-à-dire $45V + \frac{45V \cdot 30}{100} \approx 60V$. Cette tension de claquage nous

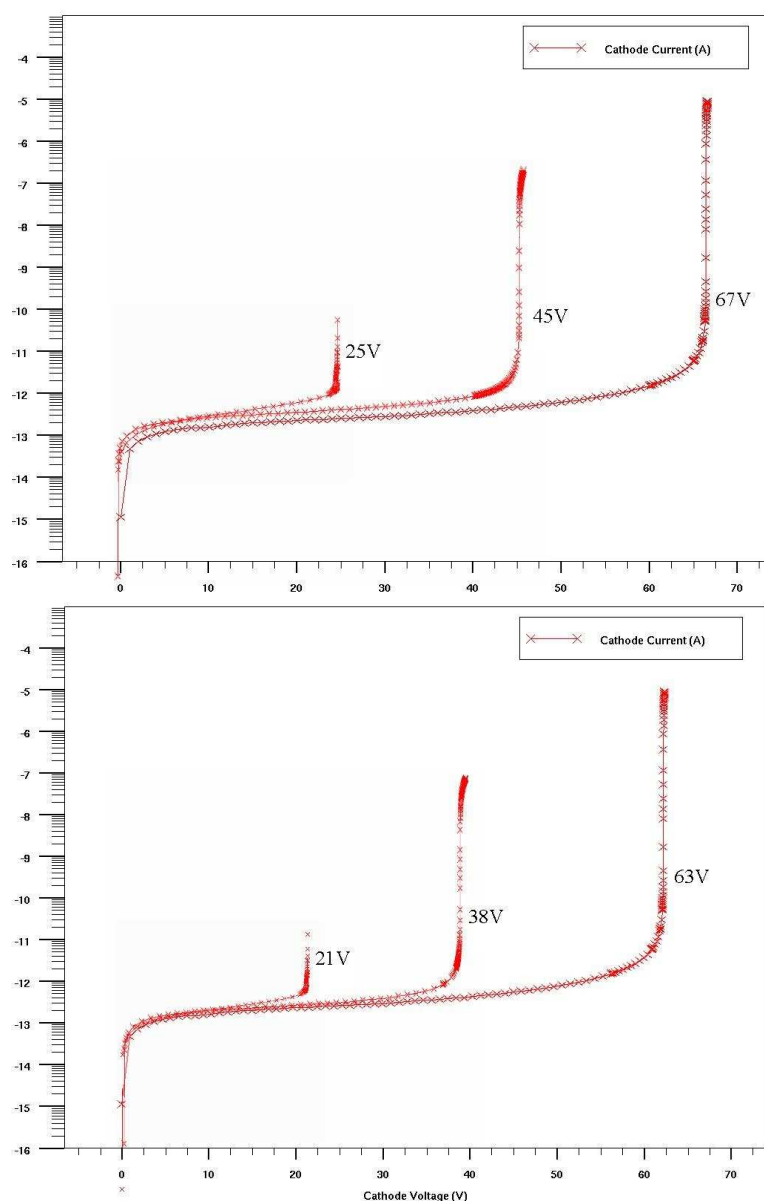
permettra une polarisation en mode Geiger jusqu'à 60V. Elle doit également être profonde pour protéger la région de charge d'espace des autres photodiodes, génératrices de porteurs de charge. La profondeur de la zone de charge d'espace à cette tension de polarisation d'après les abaques est de $2\mu m$ (annexe A). La dose choisie pour cette implantation est : $D_{adg} = 1,5 \cdot 10^{13}$ Atm.cm⁻². La redistribution (température et temps de recuit) est choisie pour avoir une profondeur de jonction de $2,5\mu m$ comme le montre le profil de dopage Graphique 3.1. Le dopage de la région « anneau de garde » peut être calculé simplement par :

$$\frac{1,5 \cdot 10^{13} \text{ atomes.cm}^{-2}}{2,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}} = 6 \cdot 10^{16} \text{ atomes.cm}^{-3}$$

Le logiciel de simulation ATHENA donne le profil de dopages suivant :



Graphique 3.1 : Profil de dopage, au centre et sur l'anneau de garde pour un substrat de résistivité 0,85 Ω.cm (gauche) et un 0,75 Ω.cm (droite).



Graphique 3.2 : Caractéristiques I(V) de, l’anneau de garde, la région N⁺⁺, et la structure complète, en simulation SILVACO pour un substrat de résistivité 0,85 Ω.cm (haut) et un 0,75 Ω.cm (bas).

Tensions de claquage mesurées par le logiciel de simulation		
	V _{br} (V)	
	0,85Ω.cm	0,75Ω.cm
« Structure complète »	45	38
« Anneau de garde »	67	63
« Cathode de la photodiode sans protection »	25	21
Plage de fonctionnement du mode Geiger :	46 à 67	39 à 63

Tableau 3.1 : Tension de claquage théorique (SILVACO) des jonctions pour deux types de résistivité

3.2.2 Les grandes étapes technologiques

A partir des résultats de simulations précédemment décrit, nous nous sommes appuyés pour le choix de tous les paramètres technologiques sur l'expérience de la centrale de technologie du LAAS et avons pris conseil auprès des spécialistes de l'oxydation (G.Sarrabayrouse [Réf 3. 2]) et des couches minces en polysilicium (T.Camps [Réf 4. 6]). Sur la base de ces échanges nous avons appliqué un processus très précautionneux en montée et descente de températures (pentes de $40^{\circ}\text{C.h}^{-1}$) pour tenter de conserver la qualité initiale des substrats. Nous avons adopté un processus où les résistances d'extinction (quenching) sont réalisées en polysilicium en fixant la résistivité à atteindre à $50 \text{ k}\Omega.\square^{-1}$. Cette valeur est très élevée par rapport aux étalonnages habituels du LAAS, présentés dans la thèse de M.Dumonteil [Réf 4. 6]. C'est donc un réglage à risques.

Nous avons dans un premier temps, tenté d'éviter l'anneau de garde qui occupe une place importante, relativement à la surface active (10% en moyenne pour une photodiode de $30 \mu\text{m}$ de diamètre). Pour ce faire, nos premiers dispositifs étaient protégés par une tranche : (Processus MESA telle que le montre la Figure 3.10). Une première fabrication a eu lieu, qui a mis en évidence de grandes difficultés sur l'anneau de garde ainsi conçu et nous sommes revenus à une protection plus classique par anneaux de garde diffusés.

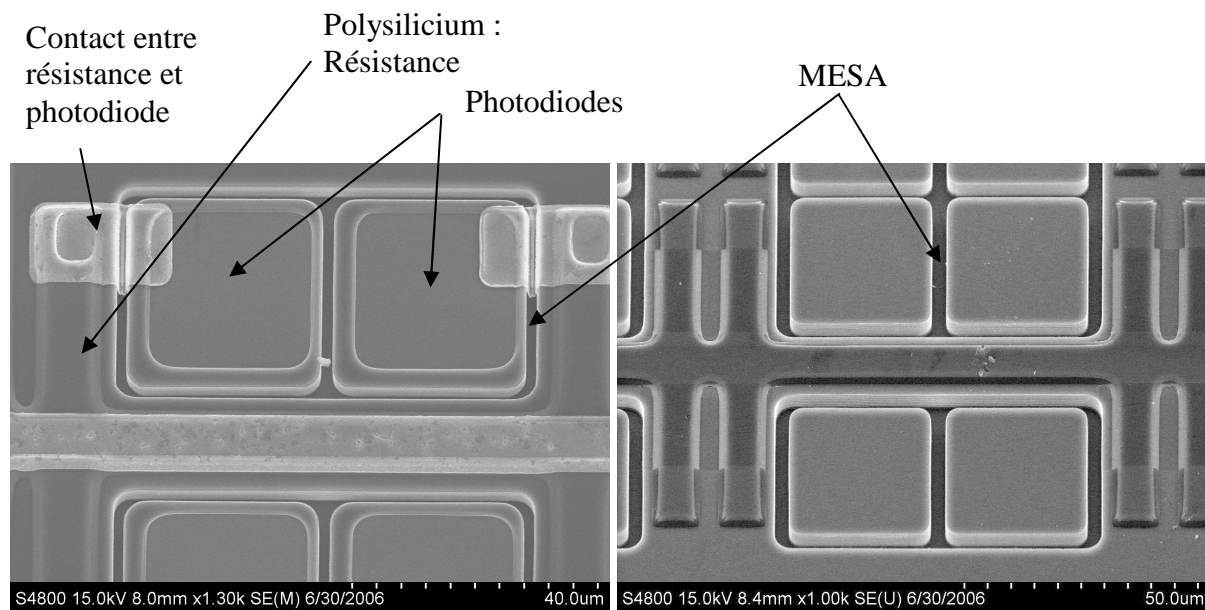


Figure 3.10 : Nos premiers dispositifs protégés par MESA

L'approche technologique finalement retenue sépare la fabrication des résistances de la fabrication des photodiodes. Cette séparation permet de tester individuellement les composants (photodiodes et résistances), de façon à mieux pouvoir évaluer la qualité du processus, en termes de durée de vie. Les photodiodes sont fabriquées en faisant les étapes 0,1,2, 8 et 9. Il est également possible de fabriquer uniquement les résistances en faisant les étapes 0, et 3 à 9. Le processus complet (photodiodes + résistances) se fait en faisant toutes les étapes de 0 à 9 (voir Tableau 3.2). Le processus complet est détaillé en ANNEXE C.

Etape préliminaire de nettoyage et de passivation :

- Etape 0) Nettoyage, oxydation sacrificielle et oxydation de passivation.
- Etape n°0.1 : Nettoyage des wafers vierges (Piranha).
 - Etape n°0.2 : Mesure de la durée de vie et du dopage, des wafers.
 - Etape n°0.3 : Oxydation sacrificielle. (0.2 μ m).
 - Etape n°0.4 : Nettoyage des wafers (RCA) (Radio Corporation of America).
 - Etape n°0.5 : Oxydation de passivation. Grande Qualité.

Fabrication des photodiodes :

- Etape 1) Photolithographie n°1 ; Implantation et recuit : Anneaux de garde N⁻.
- Etape n°1.1 : Photolithographie n°1 (Masque n°1) : Anneau de garde.
 - Etape n°1.2 : Attaque Buffer HF thermostaté (acide fluorhydrique).
 - Etape n°1.3 : Implantation n°1.
 - Etape n°1.4 : Nettoyage du wafer.
 - Etape n°1.5 : Recuit d'activation de l'implantation n°1 avec encapsulation.
- Etape 2) Photolithographie n°2 ; Implantation et recuit : Photodiodes N⁺⁺.
- Etape n°2.1 : Photolithographie n°2 (Masque n°2) : Région photodiode.
 - Etape n°2.2 : Attaque Buffer HF thermostaté (acide fluorhydrique).
 - Etape n°2.3 : Implantation n°2.
 - Etape n°2.4 : Nettoyage du wafer.
 - Etape n°2.5 : Recuit d'activation de l'implantation n°2 avec encapsulation.

Fabrication des résistances en polysilicium :

- Etape 3) Dépôt de polysilicium de 0,5 μ m LPCVD pleine plaque sur l'oxyde thermique.
- Etape 4) Implantation du polysilicium pour atteindre 100 k Ω /□.
- Etape 5) Photolithographie n°3, Implantation du polysilicium pour atteindre 50 Ω /□
- Etape n°5.1 : Photolithographie n°3 (Masque n°3) : Protection des ZR.
 - Etape n°5.2 : Implantation forte dose, zones conductrices.
 - Etape n°5.3 : Nettoyage du wafer.
- Etape 6) Photolithographie n°4, (Masque n°4) Gravure du polysilicium (RIE).
- Etape 7) Recuit d'activation du polysilicium.
- Etape n°7.1 : Gravure du polysilicium par RIE.
 - Etape n°7.2 : Nettoyage après gravure.
 - Etape n°7.3 : Recuit d'activation de l'implantation n°3 et 4 avec encapsulation.

Etape d'ouverture des photodiodes, des résistances et métallisation :

- Etape 8) Ouverture du SiO₂ du polysilicium.
- Etape n°8.1 : Photolithographie n°5 (Masque n°5) Ouvertures de contact.
 - Etape n°8.2 : Attaque Buffer HF thermostaté (acide fluorhydrique).
 - Etape n°8.3 : Nettoyage du wafer.
- Etape 9) Métallisation.
- Etape n°9.1 : Photolithographie n°6 (Masque n°6) : Métallisation.
 - Etape n°9.2 : Métallisation et lift-off.
- Etape 10) Découpe des composants.
- Etape n°10.1 : Resine de découpe et découpe.
 - Etape n°10.2 : Nettoyage et Recuit métallique.

Tableau 3.2 : Procédé de fabrication proposé

3.2.3 Le suivi des étapes technologiques.

3.2.4 Les tests et les contrôles.

Lors de la réalisation des dispositifs, différents paramètres sont contrôlés à différents endroits du processus technologique. Le Tableau 3.3 regroupe les différents contrôles effectués et les appareils utilisés pour valider la qualité de chaque étape.

	Mesures effectuées	Appareils utilisés
1	Résistivité du wafer	Testeur 4 pointes
2	Résistivité du polysilicium	Testeur 4 pointes
3	Résistance obtenue	Testeur cascade sous pointe I(V)
4	Photodiode obtenue	Testeur cascade sous pointe I(V)
5	Durée de vie	Scan Life time
6	Epaisseur, des oxydes thermiques de silicium	Ellipsomètre et profilomètre mécanique après gravure et contrôle du temps d'attaque
7	Epaisseur, du polysilicium	Ellipsomètre et profilomètre mécanique après gravure et contrôle du temps d'attaque
8	Permittivité diélectrique de l'oxyde thermique	Capacimètre
9	Capacité de la photodiode en fonction de la tension	Capacimètre

Tableau 3.3 : Mesures effectuées et appareils utilisés en salle blanche.

Le contrôle de la résistivité, et de la durée de vie des porteurs de charge

La résistivité des substrats et de la durée de vie des porteurs de charge, a été mesurée initialement et les valeurs reportées au paragraphe 3.1.1 et au paragraphe 3.1.3.

Le contrôle de l'épaisseur, des oxydes thermiques de silicium.

Lors des 4 étapes suivantes, il y a création d'un oxyde thermique :

Etape n°0.5 : Oxydation de passivation. Grande Qualité.

Etape n°1.5 : Recuit d'activation de l'implantation n°1 avec encapsulation.

Etape n°2.5 : Recuit d'activation de l'implantation n°2 avec encapsulation.

Etape n°7.3 : Recuit d'activation de l'implantation n°3 et 4 avec encapsulation.

A l'Etape 7.1 il est important de contrôler l'épaisseur de polysilicium. L'épaisseur de ces oxydes de silicium ainsi que celle du polysilicium est contrôlée par trois méthodes différentes : l'ellipsomètre, le temps d'attaque, et profilomètre mécanique. Le Tableau 3.4 regroupe les différentes mesures d'épaisseur d'oxyde de silicium. Les mesures sont conformes aux simulations.

	Ellipsomètre (Å)	Temps d'attaque	Profilomètre mécanique (Å)	Prévision (Å)
Epaisseur SiO ₂ : Etape 0.5	2050	2 min 30 sec (HF)	2100	2000
Epaisseur SiO ₂ : Etape 1.5	1900 et 2850	2min30sec et 3min30sec (HF)	2010 et 2900	2000 et 3000
Epaisseur SiO ₂ : Etape 2.5	1020, 2150, 3150	1 min, 2min30sec et 3min30sec (HF)	1080, 2140, 3140	1000 2000 et 3000
Epaisseur du polysilicium : Etape 7.1	non mesurée	3 min gravure RIE	5000	5000
Epaisseur SiO ₂ sur poly : Etape 7.3	non mesurée	1 min 05 sec (HF)	860	1000

Tableau 3.4 : Suivi des épaisseurs SiO₂ et polysilicium.

L'ellipsomètre est utilisé pour mesurer les épaisseurs et les indices de réfraction des couches minces transparentes ou absorbantes optiquement. Il permet également d'étudier les propriétés de couches diélectriques et semi-conductrices, comme le dioxyde de silicium (SiO_2), le nitrure de silicium (SiN_x), le polysilicium et le silicium amorphe, mais aussi des films métalliques variés, et des couches organiques comme le carbone et les résines photosensibles.

L'évaluation du temps d'attaque de l'oxyde de silicium par l'acide fluorhydrique est une méthode visuelle. La fin de la réaction est marquée par une différence d'adhérence de l'acide sur le silicium. Le temps d'attaque dans un bain d'acide fluorhydrique à 5% thermostaté à 20°C est de $0,1\mu\text{m}.\text{min}^{-1}$.

Le profilomètre mécanique (Tencor) permet d'avoir une valeur directe des épaisseurs. Avec une micro-pointe il effectue un trajet et mesure les hauteurs de marches ainsi que la rugosité.

Les valeurs des épaisseurs, d'oxyde de silicium, de polysilicium, et d'oxyde de polysilicium sont correctes, conforme à la simulation (Annexe 3).

Contrôle de la qualité des oxydes thermiques de silicium par mesure de capacité de plots métalliques.

Le contrôle de la capacité des oxydes est une mesure classique en microélectronique. La mesure de la capacité se fait avec un capacimètre. Un capacimètre est un instrument de mesure qui permet de connaître la capacité des condensateurs en fonction de la tension ou de la fréquence. La mesure de la permittivité de l'oxyde de silicium ainsi que la mesure de la capacité de la photodiode (permittivité du silicium) sont présentés au chapitre n°4.

On trouve ici une permittivité de : $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 0,41 * 10^{-12} \text{ F.cm}^{-1}$.

Contrôle de la capacité de la zone de charge d'espace.

La capacité de la photodiode dépend de la profondeur de la zone de charge d'espace, donc de la polarisation. La mesure de cette capacité est réalisée une fois la technologie terminée. Les résultats sont donc présentés au chapitre n°4.

3.2.5 Les premiers résultats

L'étape n°1 consiste à fabriquer les anneaux de garde des photodiodes, avec une implantation et un recuit d'activation. Pour contrôler et valider cette étape il est indispensable de connaître la tension de claquage et le courant de fuite avant de passer à l'étape suivante. Ce contrôle consiste à tracer la caractéristique statique $I(V)$ dans le noir, de la jonction ainsi réalisée. Les jonctions sont testées directement sur le wafer (sans découpe et sans montage) avec un testeur sous pointe parfaitement étanche à la lumière. Le testeur sous pointe est équipé d'un pico-ampèremètre parfaitement étalonné et de grande précision ($< 100 \text{ fA}$).

L'étape n°2 permet de fabriquer les photodiodes complètes c'est-à-dire, la région fortement dopée. Les deux jonctions (fortement dopée et faiblement dopée) sont superposées en périphérie.

Les caractéristiques statiques de ces trois jonctions ainsi réalisées (jonction fortement dopée, jonction faiblement dopée, et l'ensemble des deux) sont présentées au chapitre n°4, Graphique 4.1 pour un wafer de résistivité comprise entre 0,75 à 0,85 $\Omega\cdot\text{cm}$ et Graphique 4.2 pour un wafer de résistivité comprise entre 1 à 2 $\Omega\cdot\text{cm}$.

3.2.6 Dispositifs et assemblage.

A la fin du processus technologique nous disposons de trois tailles de puces, prévues pour être montés dans trois boîtiers différents. Les composants sont repartis suivant la taille qu'ils occupent. Les petits composants (photodiode seule et unique) sur la puce A, les composant de taille moyenne (Matrice de photodiode formant un SiPM, ou regroupement de plusieurs photodiode) sur la puce B, les très gros composants (ensemble complet de plusieurs matrice de photodiodes formant un imageur de SiPM) sur la puce C :

Puce A : 1mm*1mm

Puce B : 3mm*4mm

Puce C : 7mm*6mm

Sur la Figure 3.11 on peut voir la photographie d'un substrat juste avant la découpe, ainsi que la photo des masques numériques qui ont série à sa réalisation. On localise facilement les composants de type, puce A B ou C.

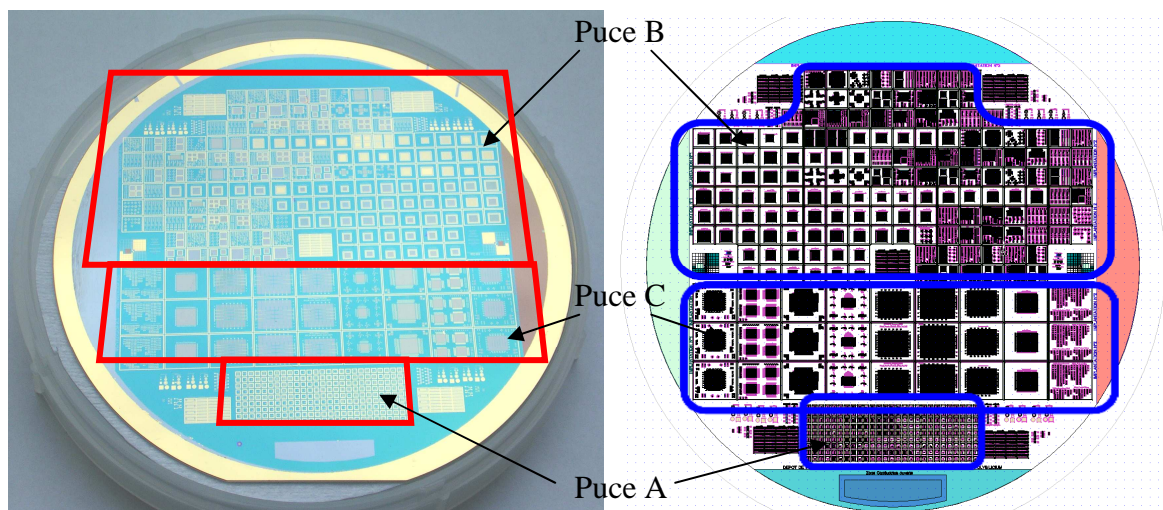


Figure 3.11 : Présentation des trois puces sur le substrat.

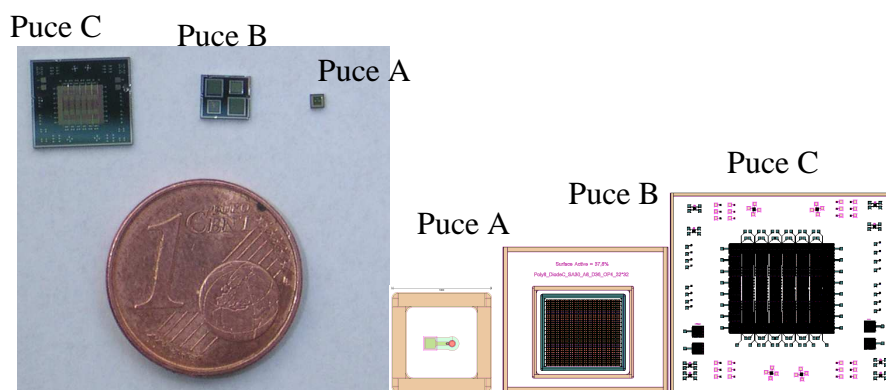


Figure 3.12 : Les trois puces après la découpe du substrat.

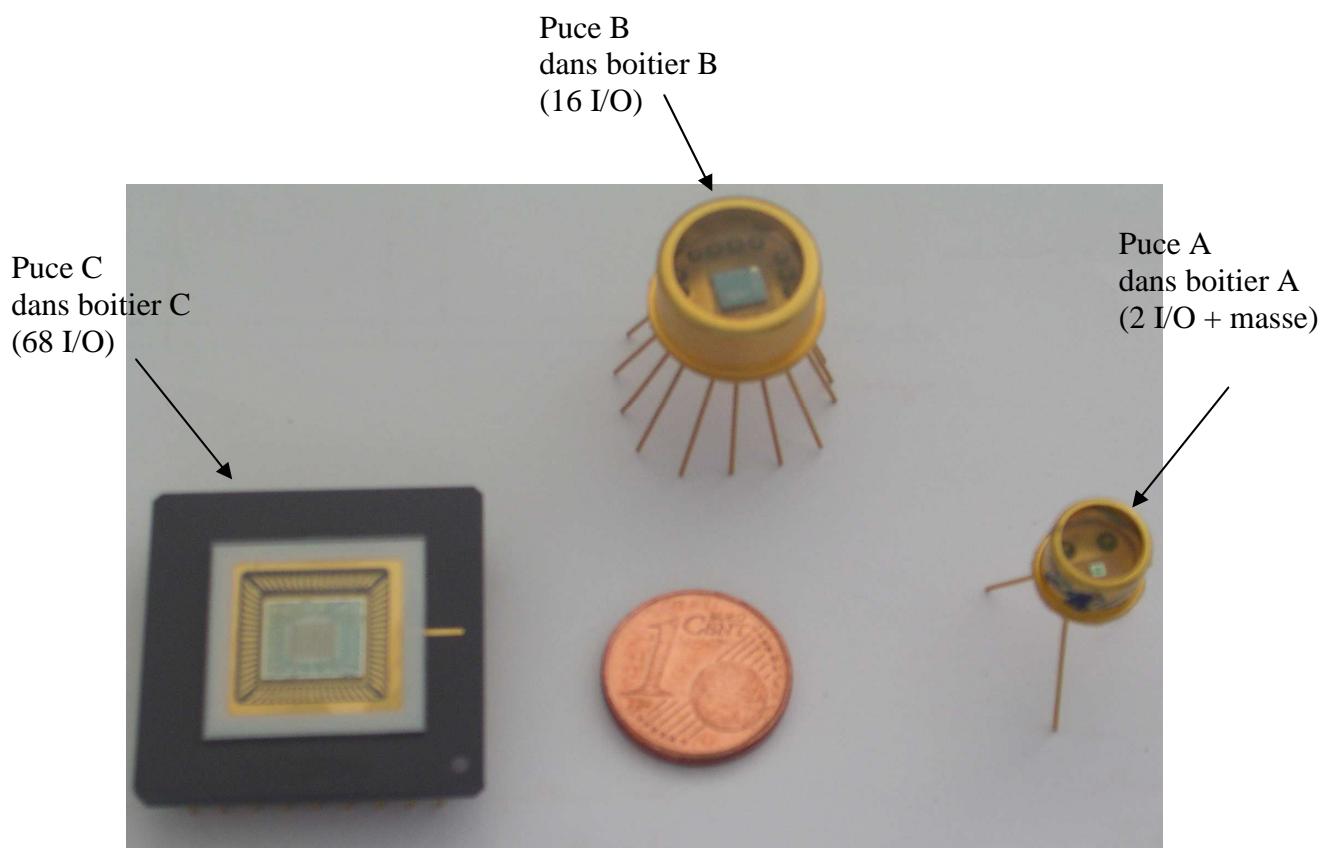


Figure 3.13 : Les trois puces montées dans les trois boîtiers.

Conclusion

Ce Chapitre est consacré à la définition et à la mise en œuvre d'un procédé de fabrication sur la base d'une conception de composant élémentaire modélisé et défini dans le chapitre précédent. Nous avons choisi des substrats issus d'un procédé de fabrication CZ (Czochralski), initialement suffisamment dopé pour assurer une tension de claquage uniforme d'une quarantaine de volts. Ce substrat a été analysé des points de vue : surface, dimension, homogénéité de la résistivité par une technique de mesure 4 pointes, durée de vie des porteurs de charge ... Nous atteignons une homogénéité de la tension de claquage de 1% (variation de 370mV sur 37V) sur plus de 80% de la surface du substrat et une homogénéité locale de un à trois millivolts sur une surface de 1 mm². Ceci doit nous permettre d'obtenir des dispositifs dont les performances électriques seront utilisables dans le monde de l'imagerie à haute densité de pixels, c'est un résultat encourageant très satisfaisant. Nous avons suivi les variations de la durée de vie du porteur de charge, depuis l'origine (substrat vierge) jusqu'à la fin du procédé technologique. Nous perdons malheureusement dans le processus de fabrication, un ordre de grandeur de 10μs pour un substrat vierge à 1,2 μs en fin de réalisation. Ce qui avec la modélisation, nous donnera une estimation du courant de fuite de volume, de 5000 pA.cm⁻², ce qui est comparable à ce que l'on trouve dans la littérature, et juste conforme au cahier des charges. Il sera important, plus tard, dans les futures productions d'améliorer ce paramètre.

Un processus complet est proposé ainsi que les contrôles qu'il est possible d'effectuer tout au long de sa mise en œuvre. C'est un processus original et performant même si les mesures de durée de vie avant, et après fabrication montrent une détérioration importante de 10 μs à 1,2 μs. Cet aspect du problème devra être amélioré probablement par la recherche d'une baisse des niveaux de températures lors des étapes de redistribution, notamment de l'anneau de garde (1100°C). Au bilan, toutefois, les caractéristiques obtenues sont déjà conformes au cahier des charges.

chapitre 4

*Les caractérisations
électriques des composants.*

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons défini le processus technologique permettant la réalisation d'une photodiode à avalanche pour le mode Geiger. Lors de la fabrication de cette photodiode, nous avons testé des propriétés fondamentales (établi et validé la qualité de notre procédé, tension de claquage des différentes jonctions, courant de fuites...). Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats obtenus et comparer avec la théorie. Les tests qui sont présentés ici ont été faits avec un système d'extinction de l'avalanche « quenching » passif et un simple comparateur permettant de faire la détection des événements thermiques ou photoniques, sans passer par un amplificateur, plus complexe à mettre en place.

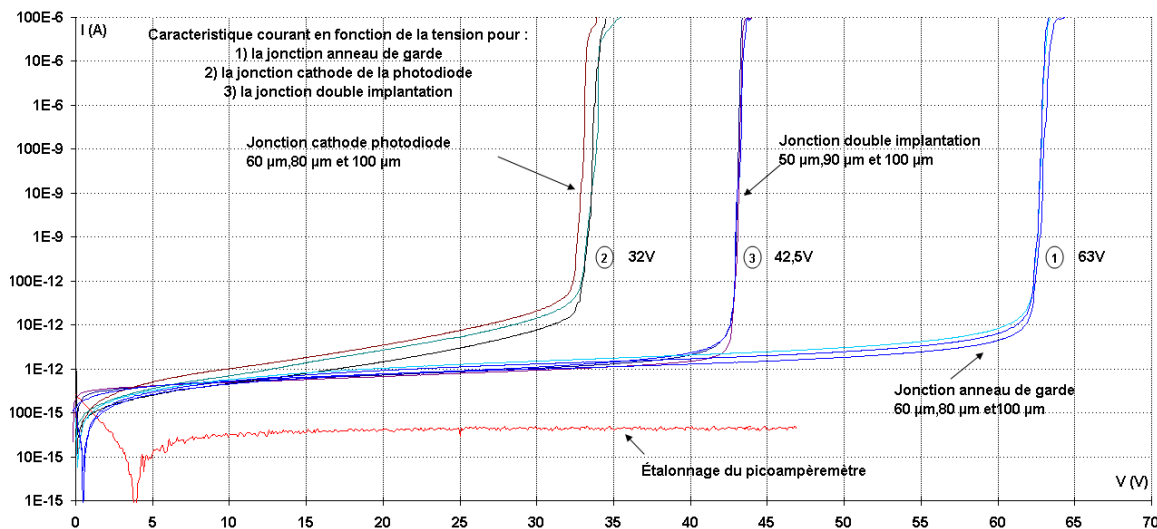
Tout d'abord nous présenterons les caractéristiques du courant en fonction de la tension d'alimentation de la photodiode en mode statique classique. Pour cette étude, différents paramètres seront pris en compte, comme la taille des photodiodes ainsi que la température. Ensuite, en mode Geiger, les événements de bruits thermiques seront étudiés, avec une présentation de la carte de comptage. Le nombre d'événements thermiques par seconde ainsi que le temps entre deux événements thermiques seront étudiés en fonction de la taille, la température et la polarisation. Une analyse du courant de multiplication nous permet d'en déduire le gain (la sensibilité) en mode statique classique. Ensuite nous analysons la forme de l'impulsion Geiger, et son évolution en fonction de divers paramètres (polarisation, résistance, température) pour estimer le temps mort. La dernière caractérisation portera sur les interactions (crosstalk) dans les SiPM.

Ce chapitre se termine sur une analyse des performances des photodiodes fabriquées, une comparaison au cahier des charges initial (chapitre n°2) ainsi qu'une validation du modèle électrique (VHDL-AMS) et une discussion sur la possibilité d'utiliser ces photodiodes dans une expérience pour la détection de flash Tcherenkov.

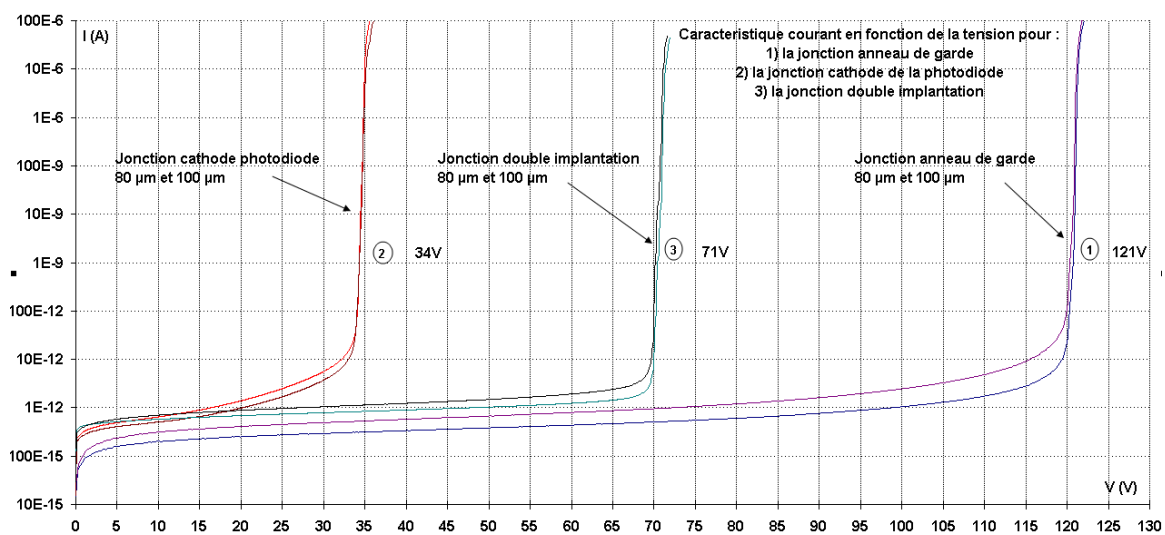
4.1 Les caractérisations statiques des détecteurs unitaires.

4.1.1 Les caractéristiques statiques I(V) des différentes jonctions, dans le noir.

Les caractéristiques statiques des jonctions pn et des résistances sont contrôlées en fin de fabrication avec un testeur sous pointe de marque « Cascade » et un pico-ampèremètre de marque Keithley. Les composants encapsulés sont testés dans leur version définitive avec un pico-ampèremètre (Keithley 6487). Les caractéristiques des jonctions, sont identiques et sont présentées sur les graphiques suivants (Graphique 4.1 et Graphique 4.2) : il s'agit de photodiodes ronde d'un diamètre de 60µm, 80µm et 100µm.



Graphique 4.1: Caractéristiques statiques des zones de test pour les trois jonctions du substrat n°1.



Graphique 4.2: Caractéristiques statiques des zones de test pour les trois jonctions du substrat n°2.

- 1) La jonction « anneau de garde » désigne la zone N^- , de faible dopage qui protège des effets de bord en créant une couronne en périphérie, ayant une grande tension de claquage : ici 63V et 120V.
- 2) La jonction « cathode photodiode » désigne la zone N^+ , de fort dopage, sensible à la lumière et ici non protégé des effets de bord donnant une tension de claquage de 32V et 34V.
- 3) La jonction « double implantation » désigne la photodiode complète, « cathode photodiode » entourée de la couronne protectrice N^- en périphérie « anneau de garde ».

4.1.2 Vérification de la conformité des tensions de claquage aux objectifs de conception.

Le Graphique 4.1 et le Graphique 4.2 donnent quelques exemples de courants de fuite ainsi que les tensions de claquage des trois jonctions réalisées. Le Tableau 4.1, compare les tensions de claquage théoriques et pratiques pour les deux types de substrats étudiés. Les valeurs théoriques de la tension de claquage sont obtenues à partir des lois présentées au chapitre n°1 et en annexe A, pour des jonctions abruptes.

	V_{br} mesurée substrat n°1	V_{br} théorique substrat n°1	V_{br} mesurée substrat n°2	V_{br} théorique substrat n°2
jonction cathode photodiode N ⁺⁺	32 V	entre 21 V et 25 V	34 V	entre 30 V et 32 V
jonction complete (double implantation)	42,5 V	entre 38 V et 45 V	71 V	entre 50 V et 80 V
jonction l'anneau de garde N'	63 V	entre 63 V et 67 V	121 V	entre 100 V et 120 V

Tableau 4.1 : Les tensions de claquage théorique et mesurées sur les caractéristiques électriques pour les deux types de substrats.

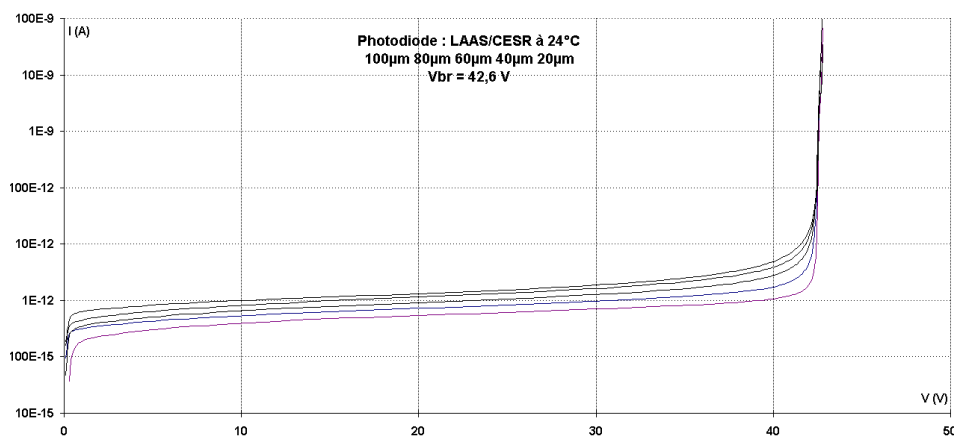
Ces caractéristiques statiques électriques sont parfaitement conformes aux valeurs attendues théoriquement sur les abaques consultables : ANNEXE A. Ces résultats sont également conformes aux simulations réalisées sur SILVACO et consultables : ANNEXE B.

4.1.3 Influence des dimensions sur le courant de fuite.

Le courant de fuite en polarisation inverse est lié à la taille de la photodiode : Plus celle-ci est petite plus le courant de fuite est faible.

Le courant de fuite d'une photodiode est la somme de deux courants de fuite indésirables : Le courant de fuite de surface, et le courant de fuite de volume : $I_{fuite_total} = I_{fuite_volume} + I_{fuite_surface}$. Le courant de fuite de surface $I_{fuite_surface}$ est la somme des courants de fuite, entre la région dopée P et la région dopée N, au contact avec la couche de passivation de SiO₂. Ces fuites sont donc liées au périmètre de la photodiode. Le courant de fuite de volume I_{fuite_volume} est la somme des courants de fuite, entre la région dopée P et la région dopée N, dans le volume de la jonction (jonction plane, cylindrique et sphérique). Ces fuites sont donc liées à l'aire de la photodiode (profondeur de diffusion, longueur et largeur de la jonction).

Le Graphique 4.3 présente des caractéristiques statiques typiques de photodiodes, de tailles différentes. Ce graphique donne le courant de fuite total en fonction de la tension aux bornes de la photodiode et nous permet de déterminer son origine.



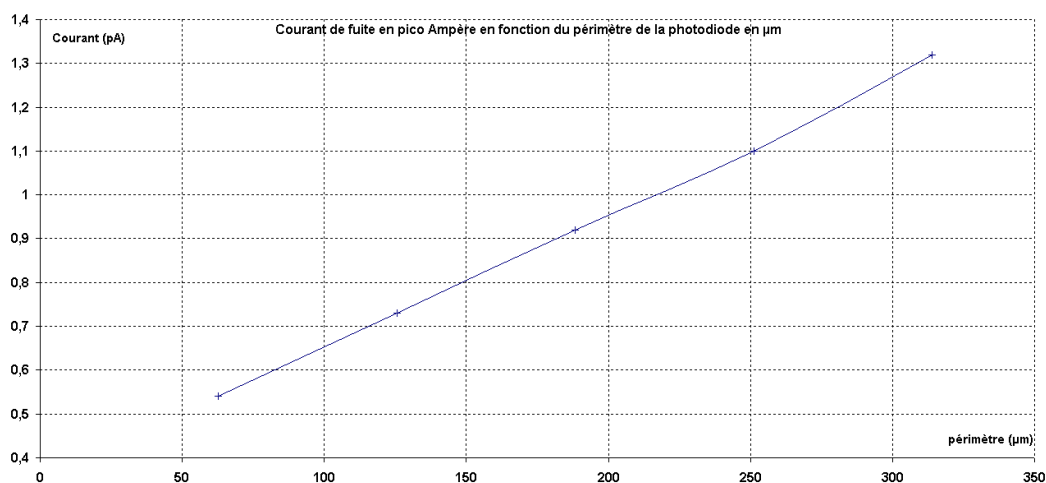
Graphique 4.3 : Caractéristiques statiques pour différents diamètres de photodiodes.

Nous avons rassemblé sur le Tableau 4.2, les courants de fuite des photodiodes pour les différents diamètres étudiés, mesurés au milieu de la caractéristique (20V) et à 24°C. On donne également le périmètre et la surface de chaque photodiode étudiée.

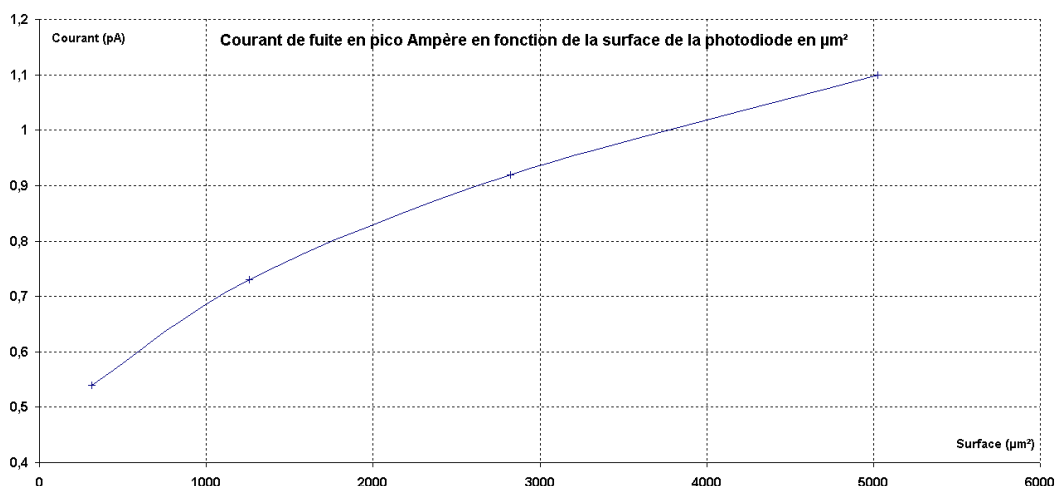
Diamètre (μm)	Surface (μm^2)	Périmètre (μm)	Courant de fuite à 20 V (pA)
100	7850	314	1,32
80	5024	251,2	1,1
60	2826	188,4	0,92
40	1256	125,6	0,73
20	314	62,8	0,54

Tableau 4.2 : Courant de fuite pour des photodiodes de différents diamètres.

Sur les deux graphiques suivants (Graphique 4.4 et Graphique 4.5) on a tracé le courant de fuite des photodiodes (mesuré à 20V 24°C, Tableau 4.2) en fonction du périmètre et de la surface.

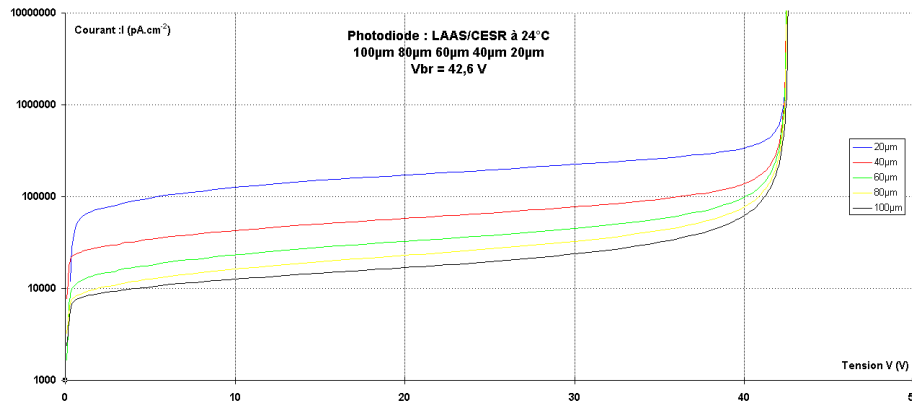


Graphique 4.4 : Courant de fuite des photodiodes en fonction du périmètre.



Graphique 4.5 : Courant de fuite des photodiodes en fonction de la surface.

On constate que le courant de fuite est plutôt linéaire avec le périmètre, et non linéaire avec la surface de la photodiode. On peut en déduire que le courant de fuite majoritaire est probablement fixé par le courant de fuite de surface et non par le courant de fuite dans le volume.



Graphique 4.6 : Courant de fuite (dans le noir) de nos dispositifs par unité de surface.

Le courant de fuite en fonction de la surface des dispositifs est compris entre 10000 pA.cm^{-2} et $100000 \text{ pA.cm}^{-2}$ suivant la polarisation et la taille de la photodiode considérée. Ces valeurs sont très élevées, comparées aux estimations par simulations (5000 pA.cm^{-2}). Cela s'explique par le fait qu'il n'y a pas de modèle qui prend en compte le courant de fuite de surface (le logiciel de simulation ne présente que le courant de fuite de volume traversant la jonction en fonction de la durée de vie du porteur de charge que l'on impose à la structure initialement).

Le Graphique 4.6 nous donne le courant de fuite de nos photodiodes par unité de surface. On peut avoir avec les valeurs mesurées une idée de la qualité des technologies, par l'estimation de la durée de vie des porteurs et de la vitesse de recombinaison en surface. Une thèse réalisée à Lyon en 1998 [Réf 4. 3], propose des nouvelles techniques d'analyse quantitative et non-destructives de l'uniformité de la distribution de la durée de vie des porteurs, de la vitesse de recombinaison en surface et du dopage à partir de l'imagerie de photoluminescence. On trouve dans la littérature, des valeurs de vitesse de recombinaison allant de 10 cm.s^{-1} à quelque 10^6 cm.s^{-1} et des valeurs de durée de vie du porteur allant de 10 ns à 1 ms [Réf 4. 4].

Le courant de fuite de volume peut être exprimé avec l'Équation 4.1 et le courant de fuite de surface avec l'Équation 4.2

$$I_v = \frac{q.n_i.W}{\tau}.S$$

Équation 4.1 : Courant de fuite de volume.

$$I_s = q.s.L.n_i.P$$

Équation 4.2 : Courant de fuite de surface.

Charge de l'électron : $q = 1,6.10^{-19} \text{ C}$

Concentration intrinsèque du silicium : $n_i = 1,5.10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Épaisseur de la zone de charge d'espace : $W = 1,5.10^4 \text{ cm}$

Surface de la photodiode : S en cm^2

Périmètre de la photodiode : P en cm

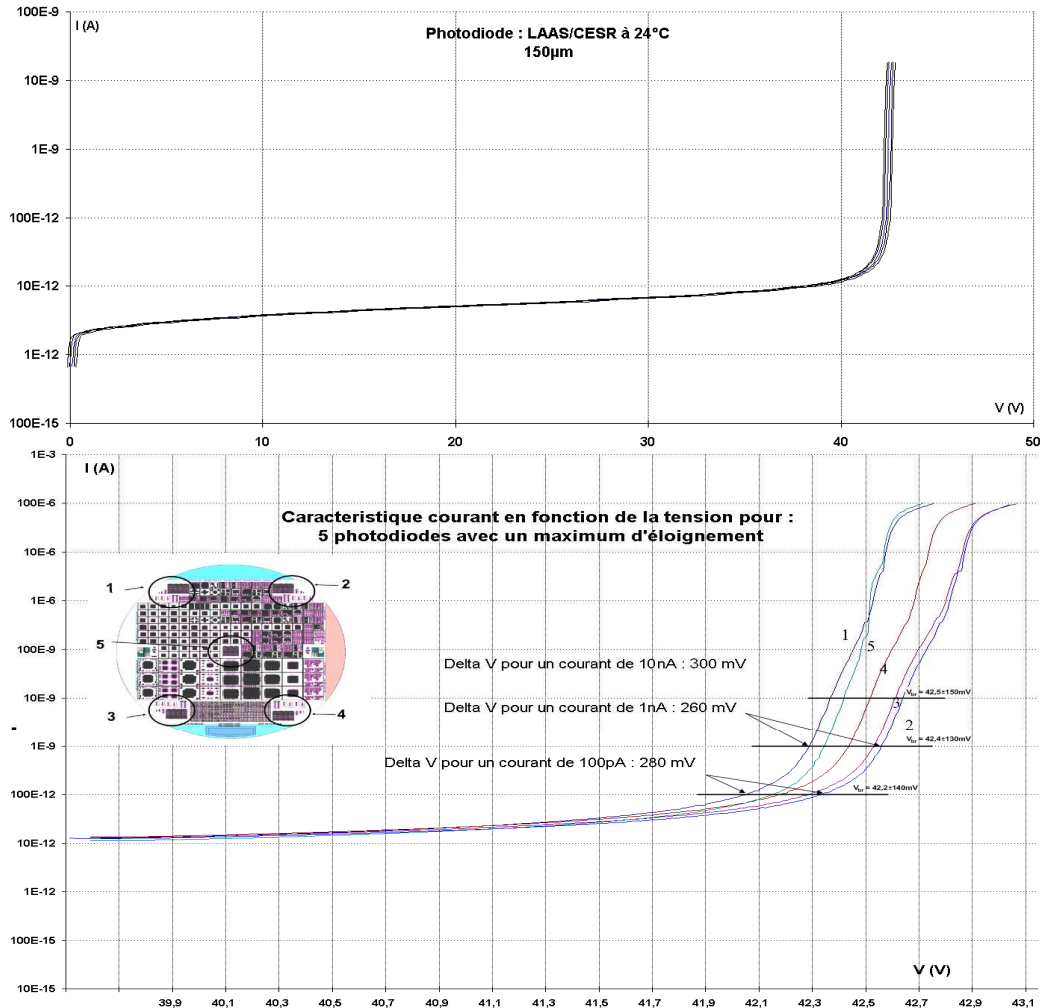
Durée de vie : τ en seconde

Vitesse de recombinaison : s en cm.s^{-1}

Un calcul numérique utilisant les Graphique 4.4 et Graphique 4.5 nous donne une vitesse de recombinaison de 86 m.s^{-1} et une durée de vie du porteur de $1,1 \mu\text{s}$, conforme aux mesures obtenues par d'autre technique.

4.1.4 Homogénéité de la tension de claquage sur le substrat.

Sur le Graphique 4.7, on a tracé la caractéristique statique inverse type d'une photodiode en fonction de la polarisation appliquée. Cette jonction a un diamètre de 150 μm , un périmètre de 471 μm et une surface active de 17600 μm^2 , elle est contrôlée à 5 emplacements différents sur la plaque de silicium voir Figure 2.15, pour permettre de chiffrer les écarts qu'il y a sur la tension de claquage.



Graphique 4.7 : Caractéristique statique I(V) des photodiodes « tests » de 150 μm de diamètre dans le noir.

La tension de claquage sur la totalité du substrat est égale à : $(42,5 \text{ V} \pm 150 \text{ mV})$. L'écart maximal rencontré est de 300 mV sur un substrat de 4 pouces mesuré à un courant de 10nA. Les exigences du cahier des charges défini au chapitre n°3, nous imposent une variation de la tension de claquage de moins de 1V pour avoir un gain de 1.10^6 avec une variation de moins de 20% (1.10^6 à $1,2.10^6$ électrons par photons incidents voir ANNEXE A, Équation A 33). On peut conclure à l'efficacité du choix du processus technologique qui visait à assurer l'homogénéité des tensions de claquage.

Les chiffres à retenir sont :

- homogénéité : Tension de claquage : $(42,5 \text{ V} \pm 150 \text{ mV})$: 0,35% de variation
Dopage : 0,81 à 0,83 $\Omega\cdot\text{cm}$: 0,02 $\Omega\cdot\text{cm}$ de variation
Variation du gain obtenu : 1.10^6 à $1,2.10^6$
Conforme aux mesures Figure 3.1.

4.1.5 Les Résistances en polysilicium.

Il est aussi important de maîtriser précisément la valeur de la résistance placée en série avec la photodiode. Nous avons besoin d'une résistance d'une valeur minimale de 100 k Ω [Réf 1. 54], pour atteindre le mode Geiger dans de bonnes conditions. Nous visons une résistivité du polysilicium comprise entre 50 et 100 k Ω par carré. Nous avons choisi une dose de $1 \cdot 10^{14}$ atome.cm⁻² [Réf 4. 6] et ANNEXE D. Pour réaliser les caractéristiques I(V), des résistances de test (sans photodiode) ont été prévues voir Figure 4.1, placées à des endroits stratégiques sur le substrat pour contrôler également l'homogénéité des résistances voir Figure 2.15. Sur ces zones de test les tailles des résistances vont de 1 carré à 10 carrés. Les trois courbes, (1, 2 et 3) représentées sur la Figure 4.1, sont pour des résistances de 5 carrés, 7 carrés, et 10 carrés.

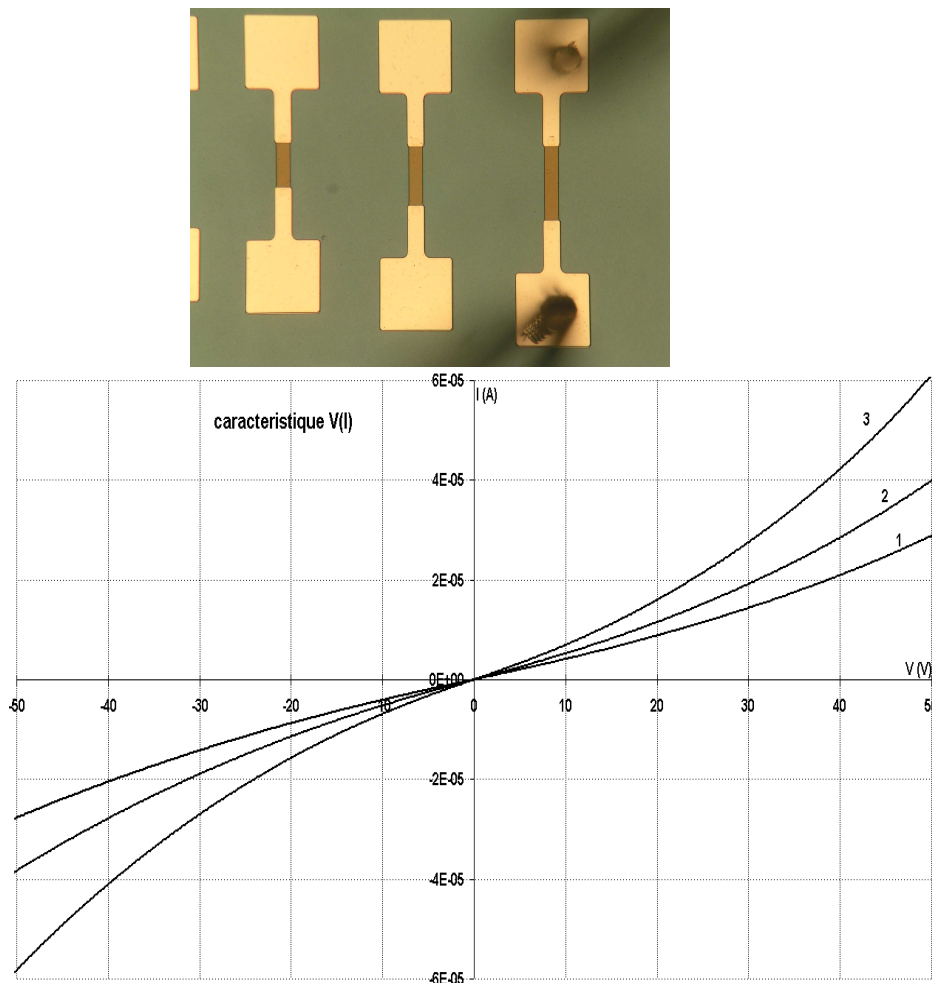


Figure 4.1 : Test des résistances (200 k Ω /□) en polysilicium.

Dans l'annexe D, une courbe d'étalonnage de la résistivité a été réalisée par T.CAMPS [Réf 4. 6]. Nous avons utilisé cet étalonnage afin d'obtenir une résistivité comprise entre 50 et 100 k Ω /□.

La mesure de la résistivité du polysilicium nous donne : 200 k Ω /□. Si l'on se rapporte au diagramme de T.CAMPS, on voit que nous nous plaçons dans une zone très sensible où les variations de résistivité sont importantes pour de petite variation de doses : Il faut sûrement affiner l'étalonnage et appliquer des doses plus élevées pour atteindre pleinement nos objectifs. Le recuit (ici 950°C pendant 30min) peut aussi avoir de l'influence car il semblerait

que le taux d'activation des atomes implantés soit insuffisant et pas suffisamment reproductible.

La structure Figure 4.2 montre une photodiode en série avec une résistance. Ce composant est prévu pour les caractéristiques électriques statiques. Il permet de tester individuellement les résistances et les photodiodes. En effet, il y a un plot métallique (à droite) de 100 μm de coté, permettant de placer une pointe entre la résistance et la photodiode. Malheureusement ce plot rajoute une très grande capacité (1pF) et handicape fortement le mode Geiger (temps mort) mais permet d'avoir les caractéristiques électriques de la photodiode et de la résistance individuellement. Ensuite il est possible d'avoir la caractéristique de l'ensemble résistance + photodiode. Sur la Figure 4.2 on montre la caractéristique du courant en fonction de la tension pour une résistance de 7,5 carrés (6 μm de largeur sur 45 μm de longueur). On constate que la courbe n'est pas parfaitement linéaire. Le caractère non linéaire de la courbe I(V) (Figure 4.2) est lié aux modes de conduction complexe des matériaux polycristallins, ou peut être dû aussi aux effets de contacts, bien que nous ayons procédé à des surdosages locaux pour les prises de contacts.

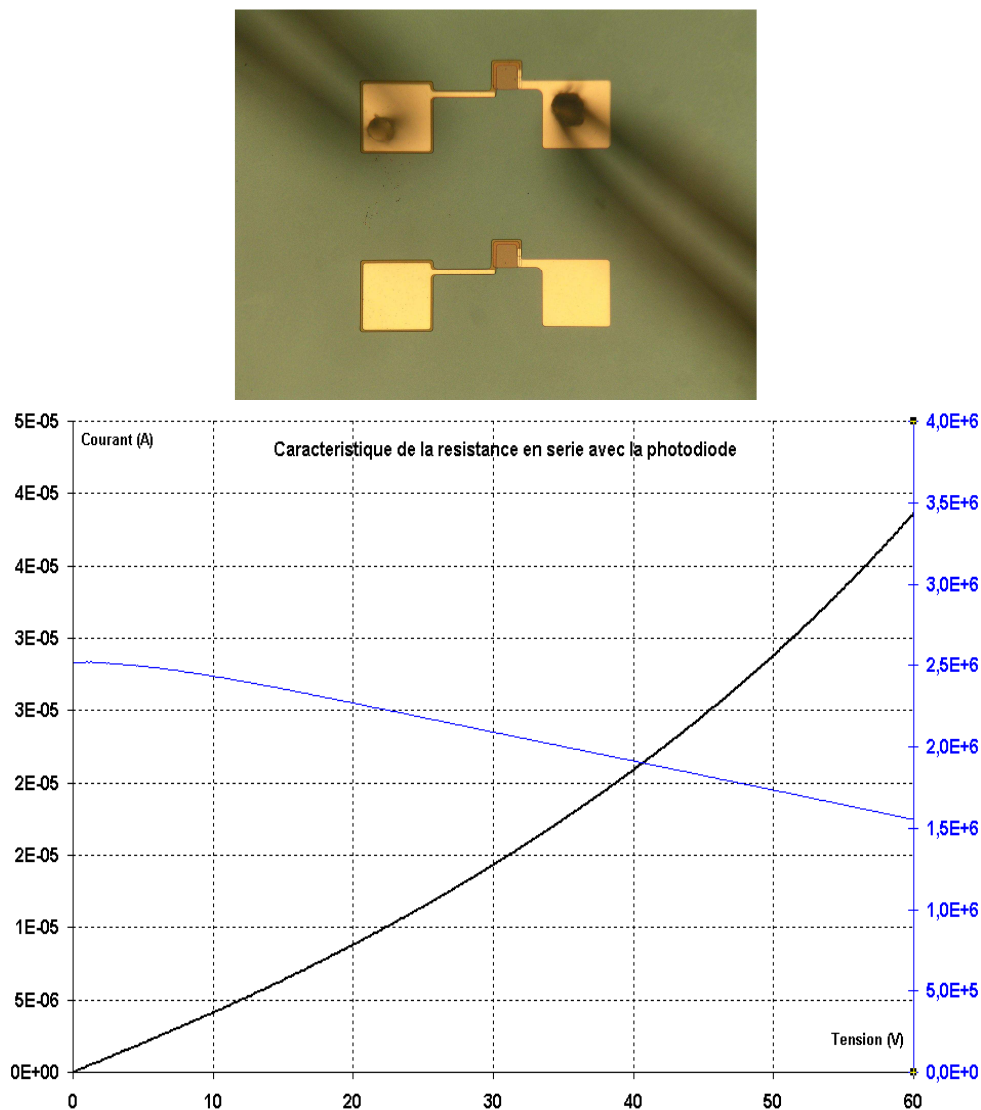
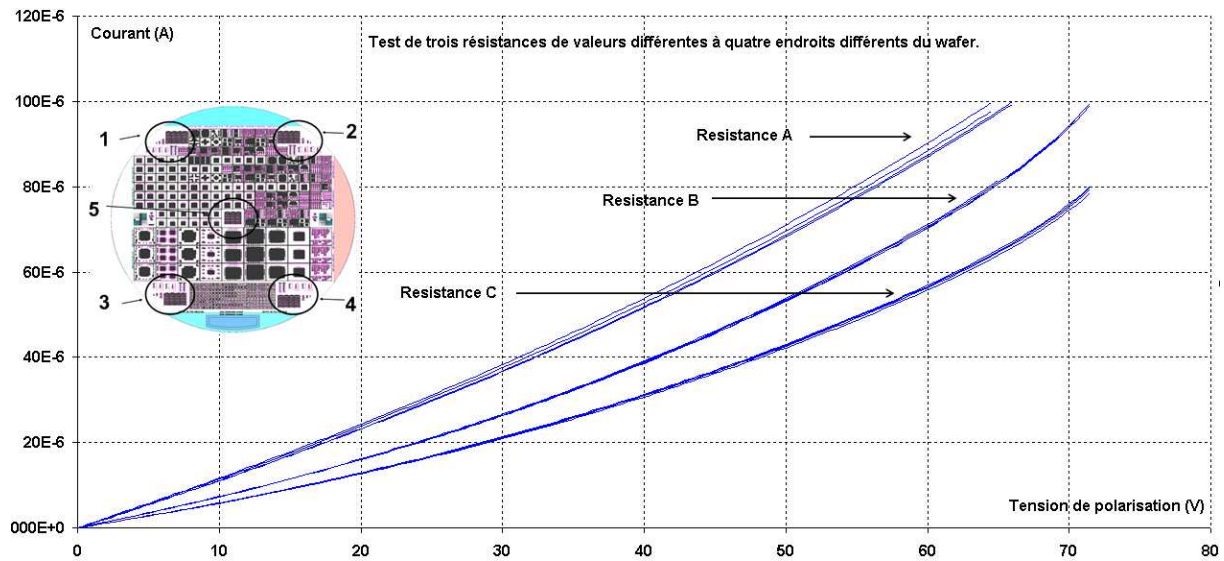


Figure 4.2 : Test d'une résistance en série avec une photodiode avec un point de contrôle.

La résistance moyenne obtenue pour une tension de 60V est de : 1,5 M Ω .

L'homogénéité de la valeur des résistances, sur le substrat, est aussi un paramètre à contrôler soigneusement pour garder le caractère collectif et reproductible de nos dispositifs. Or le procédé de réalisation de résistance peut entraîner des variations des propriétés électriques du polysilicium (résistance), liée par exemple à l'homogénéité : de l'épaisseur, des implantations, ou de la gravure du polysilicium, entre le centre et la périphérie, et encore plus d'un substrat à l'autre. Avec le Graphique 4.8 nous pouvons dire que le procédé de fabrication des résistances a une homogénéité acceptable sur la totalité du substrat. La variation des résistances est de 5%.



Graphique 4.8 : Homogénéité des résistances sur le substrat.

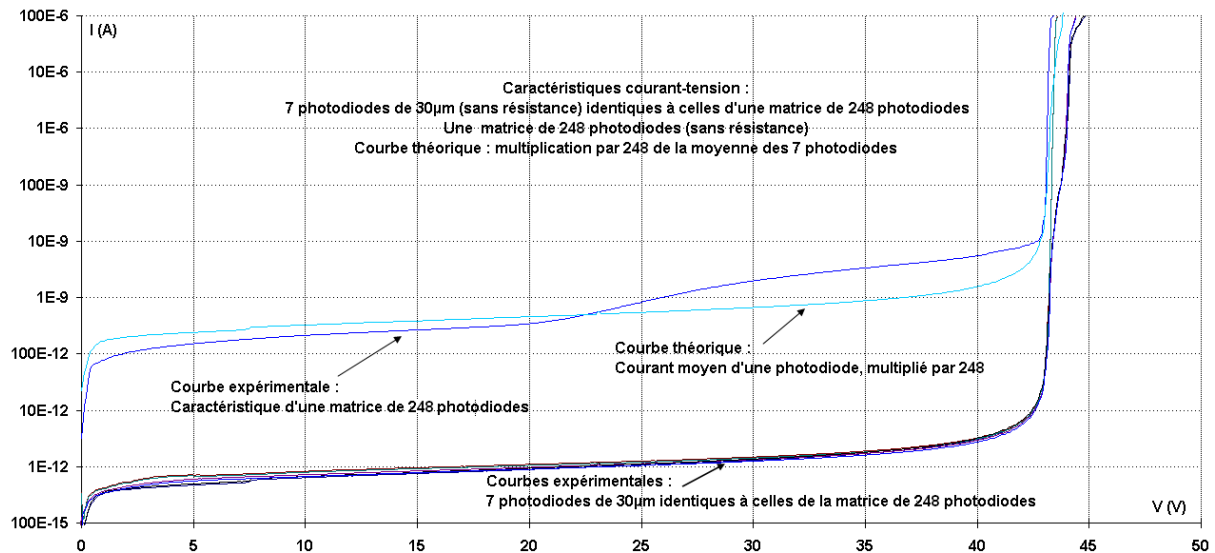
La conclusion de cette caractéristique statique est surtout que la valeur de la résistance d'extinction « résistance de quenching » est plus grande que celle désirée. A noter que cette valeur excessive de résistance n'empêche pas le fonctionnement en mode Geiger mais augmente le temps de réamorçage du dispositif et réduit donc les performances dynamiques. Il sera important, plus tard, dans les futures productions d'ajuster correctement ce paramètre en augmentant la dose d'atomes implantés.

Connaissant la valeur de cette résistance série et en mesurant le temps mort sur l'impulsion en mode Geiger, on peut estimer, la capacité totale du dispositif, la profondeur de la zone de charge d'espace et la capacité parasite. Ces valeurs (capacité et la profondeur) pourront être comparées aux valeurs trouvées par des mesures discrètes au capacimètre.

4.1.6 Influence de la température.

Les caractéristiques d'une jonction pn réalisée dans du silicium sont très sensibles aux effets de la température : courant de fuite et la tension de claquage. On trouve en théorie et dans la littérature (équations théoriques ANNEXE A) un coefficient de température de 30 mV/°C à 60 mV/°C [Réf 4. 8] et un bruit thermique qui diminue d'un facteur 2 tous les 8°C [Réf 4. 7].

Afin de mesurer plus aisément les effets de la température, nous avons utilisé des matrices de photodiodes, qui présentent des courants de fuite bien supérieurs à une seule photodiode. Ces dispositifs sont très proches des matrices à comptage Geiger mais sans résistance, pour être uniquement testée en statique, et permettant de bien "voir" les tensions de claquage (Figure 4.3), avec l'augmentation rapide du courant, non perturbé par des résistances.



Graphique 4.9 : Mesure de la caractéristique statique d'un ensemble de photodiode.

Nous vérifions au préalable que le courant de fuite en mode statique d'un ensemble de photodiodes (matrice de 248 par exemple) est bien la somme du courant de fuite de chaque photodiode de cette matrice voir le Graphique 4.9 et Figure 4.3.

On a donc utilisé une matrice de 248 photodiodes en parallèle, et l'avons comparé à une photodiode unique de 25 µm de diamètre (représentées sur la Figure 4.3) pour valider cette étude en température :

Le Graphique 4.10 (en haut) présente les caractéristiques statiques obtenues dans le noir d'une photodiode ronde de 25 µm de diamètre ainsi que (en bas) les caractéristiques statiques dans le noir d'une petite matrice de 248 photodiodes sans résistance, pour des températures allant de +40 °C à -50°C avec un pas de 10°C.

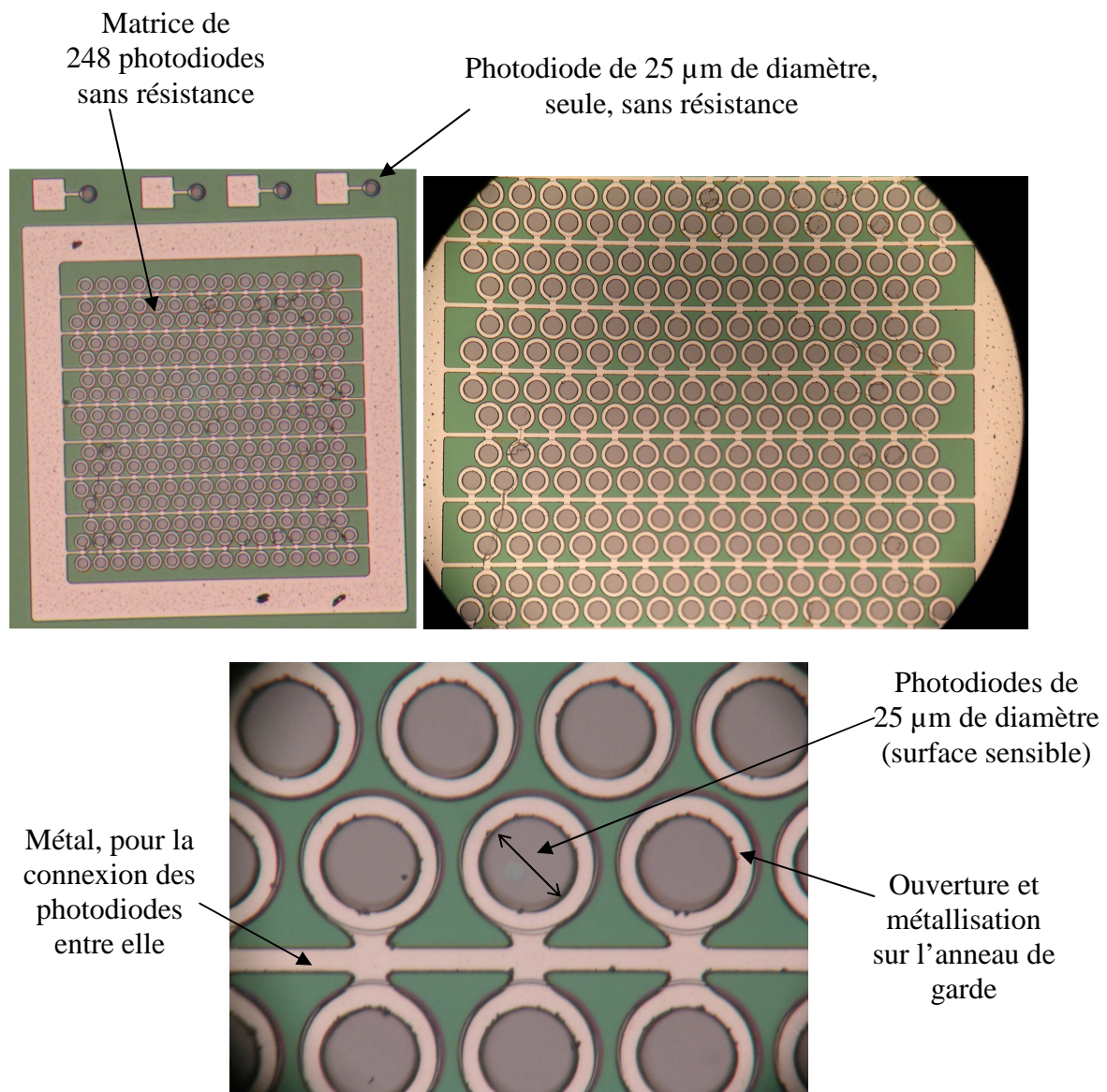
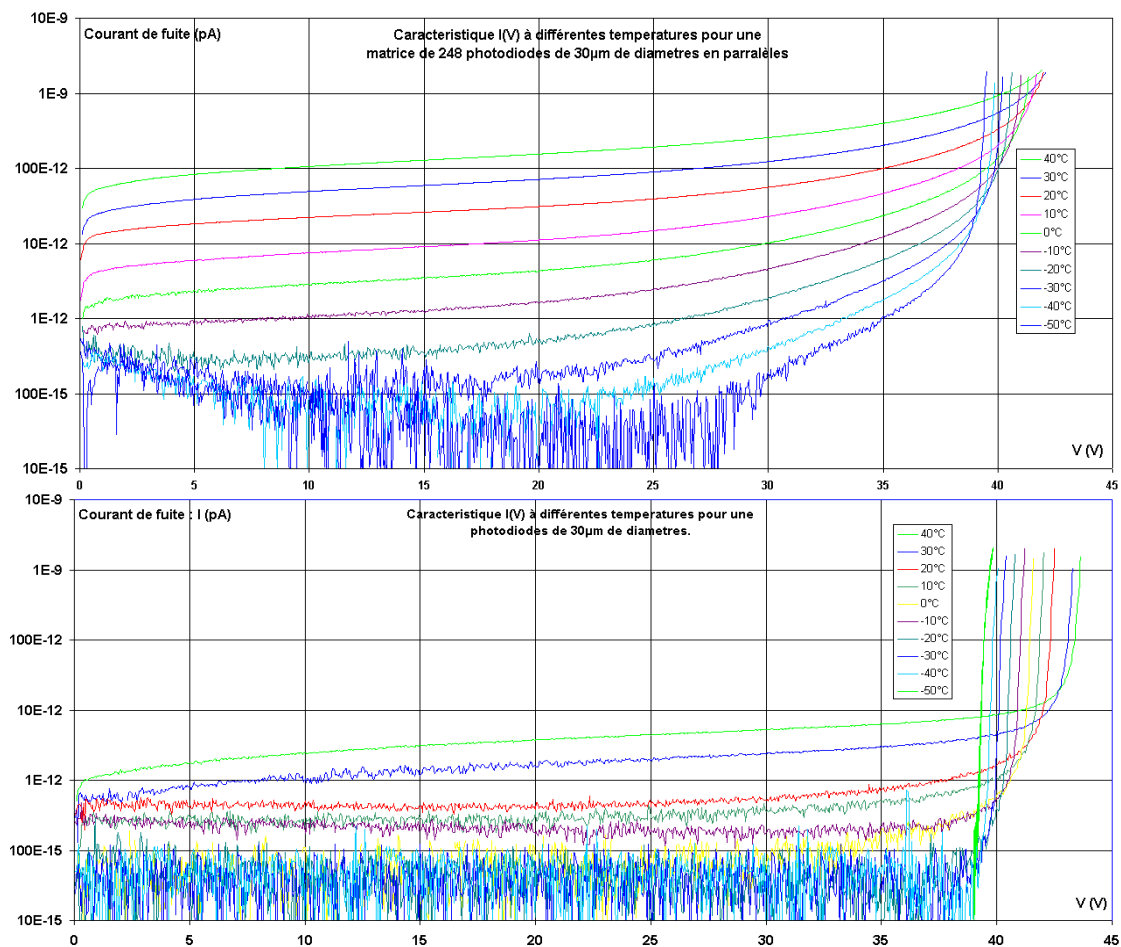


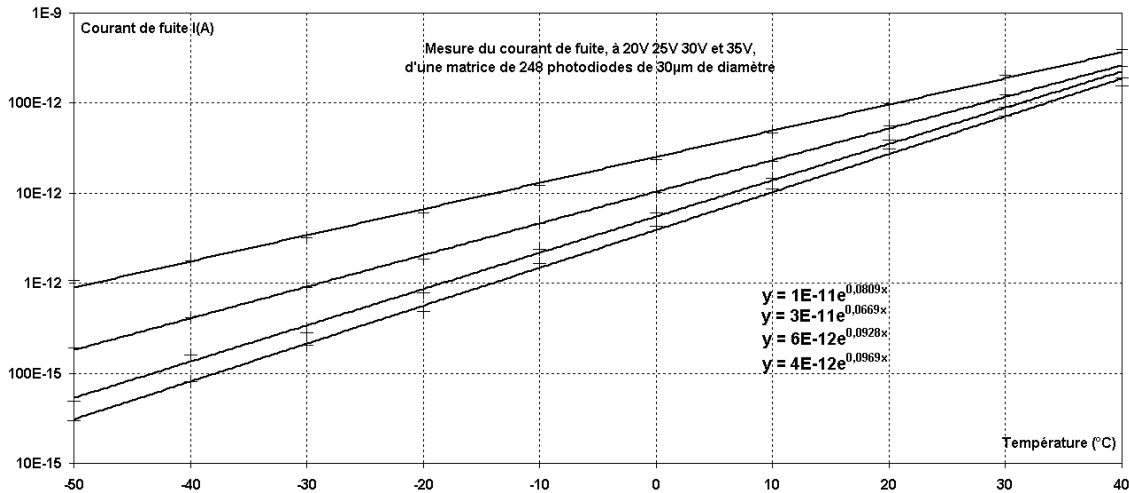
Figure 4.3 : Photographie d'une matrice de 248 photodiodes de 25 μm de diamètre sans résistance.



Bruit thermique de la matrice de 248 photodiodes					Vbr d'une seul photodiode	
Temp (°C)	A6_13 à 20V (A)	A6_13 à 25V (A)	A6_13 à 30V (A)	A6_13 à 35V (A)	Temp (°C)	A6_5 (V)
-50	30,0E-15	49,4E-15	193,5E-15	1,1E-12	-50	39,5
-40	80,0E-15	160,9E-15	418,5E-15	1,8E-12	-40	39,9
-30	206,9E-15	282,4E-15	894,3E-15	3,2E-12	-30	40,2
-20	489,9E-15	777,8E-15	1,9E-12	6,0E-12	-20	40,7
-10	1,6E-12	2,4E-12	4,6E-12	12,2E-12	-10	41,1
0	4,3E-12	6,0E-12	10,1E-12	23,4E-12	0	41,5
10	11,1E-12	14,8E-12	22,8E-12	46,2E-12	10	41,9
20	30,9E-12	39,1E-12	55,8E-12	99,7E-12	20	42,4
30	71,2E-12	89,5E-12	123,1E-12	202,5E-12	30	43,0
40	154,9E-12	192,3E-12	256,8E-12	396,8E-12	40	43,4

Tableau 4.3 : Evolution du courant de fuite et de la tension de claquage relevé sur le Graphique 4.10.

En utilisant les relevés des valeurs du Tableau 4.3 nous avons l'évolution du courant de fuite en fonction de la température pour différentes tensions d'alimentation, nous pouvons tracer le Graphique 4.11.



Graphique 4.11 : Evolution du courant de fuite d'une matrice de 248 photodiodes avec la température.

L'évolution du courant de fuite en fonction de la température décrit une droite sur un axe logarithmique (voir Graphique 4.11) :

Le courant de fuite est multiplié par 2 tous les 8,5°C (T_b °C), et multiplié par 10 tous les 28°C (T_a °C) (mesuré au milieu de la caractéristique à 20V).

Calcul de T_a (expérimental):

$$y_1 = 10 y_2 \quad \text{où}$$

$$A.e^{B.x_1} = 10 A.e^{B.x_2} \quad \text{où}$$

$$\frac{e^{B.x_1}}{e^{B.x_2}} = 10 \quad \text{où}$$

$$e^{(B.x_1 - B.x_2)} = 10 \quad \text{où}$$

$$B(x_1 - x_2) = \ln(10) \quad \text{où}$$

$$T_a = x_1 - x_2 = \frac{\ln(10)}{B} \quad \text{où}$$

$$T_{a_{20V}} = 28^\circ C \quad \text{où}$$

Calcul de T_b (expérimental):

$$y_1 = 2 y_2$$

$$A.e^{B.x_1} = 2 A.e^{B.x_2}$$

$$\frac{e^{B.x_1}}{e^{B.x_2}} = 2$$

$$e^{(B.x_1 - B.x_2)} = 2$$

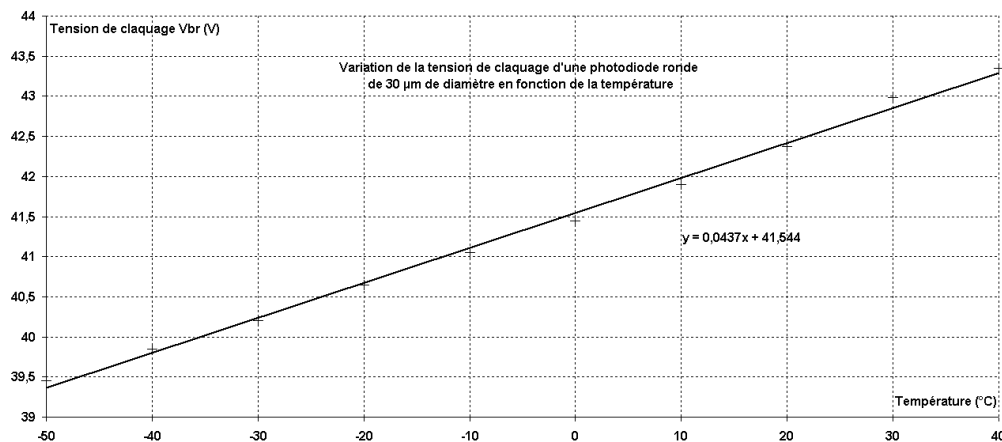
$$B(x_1 - x_2) = \ln(2)$$

$$T_b = x_1 - x_2 = \frac{\ln(2)}{B}$$

$$T_{b_{20V}} = 8,5^\circ C$$

Le courant que l'on observe est conforme au comportement théorique du courant en fonction de la concentration intrinsèque n_i qui dépend de $\exp(E_i/(2kT))$, voir ANNEXE A.

En utilisant les relevés des valeurs du Tableau 4.3 nous avons tracé l'évolution de la tension de claquage en fonction de la température pour différentes tensions d'alimentation, voir le Graphique 4.12.



Graphique 4.12 : Evolution de la tension de claquage d'une photodiode de 30 µm avec la température.

On mesure expérimentalement sur le Graphique 4.12 l'évolution de la tension de claquage : 44mV/°C (coefficient directeur de la courbe de tendance).

L'évolution du courant de fuite et de la tension de claquage est identique aux valeurs annoncées par les dispositifs concurrents [Réf 4. 7] [Réf 4. 8]. Une évolution de 8,5°C peut engendrer une variation de la tension de claquage de 374 mV et une multiplication ou division par deux du déclenchement thermique.

Il sera dans les applications important, de fixer et de réguler correctement cette température à une valeur précise, pour avoir un gain étalonné en fonction de la tension d'alimentation indépendant de la température et conforme au cahier des charges.

4.1.7 Mesure des capacités des jonctions.

Nous disposons de photodiodes ayant un diamètre de 10µm à 150µm. Chaque photodiode est reliée à un plot métallique de 100µm par 100µm de coté « plot de bonding » indispensable pour déposer une pointe afin de tester le composant ou pour faire une connexion avec l'extérieur dans un boîtier.

L'appareil dont nous disposons permet de mesurer la capacité de quadripôles en fonction de la tension et de la fréquence (pour des valeurs sinusoïdales).

On mesure dans un premier temps la capacité engendrée par un disque d'aluminium, de 200µm de coté, déposé sur 0,3 µm d'oxyde de silicium. La face arrière du substrat est métallisée et représente la deuxième armature du condensateur (voir Figure 4.4).

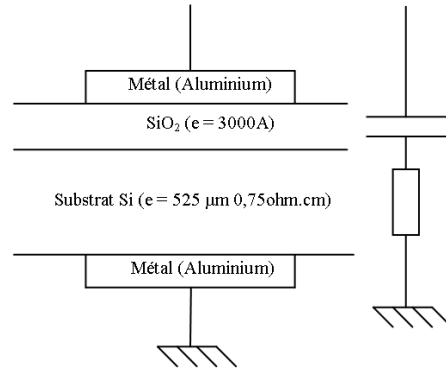
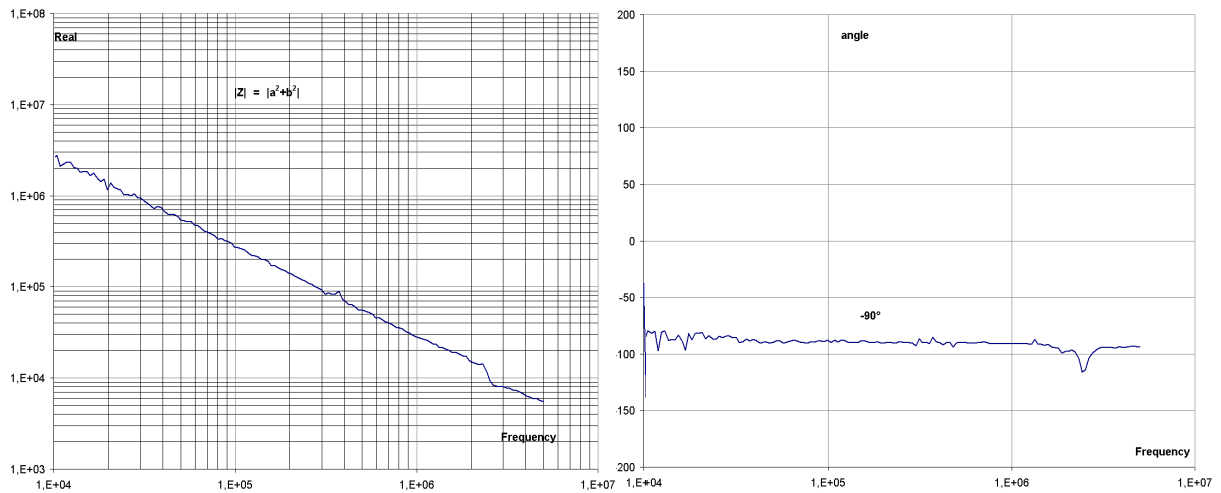


Figure 4.4 : mesure de la constante diélectrique de l'oxyde ϵ_{SiO_2}



Graphique 4.13 : Résultat en fréquence du capacimètre.

La résistance du substrat est négligeable (angle : -90 donc $a=0$).

$$Z_c = \frac{1}{j.C.\omega} = a + bj = -\frac{1}{C\omega} j$$

Avec le Graphique 4.13 on peut en déduire la capacité C, du plot mesuré :

$$4.10^5 = \frac{1}{2.C.7.10^4.\pi} \Rightarrow C = (5,68 \pm 0,01) pF$$

Équation 4.3 : Calcul de la capacité du plot métallique de 200µm de coté.

La valeur de la capacité de ce plot de métal est de : 5,68pF. Afin de pouvoir déterminer la capacité d'un plot métallique, on détermine maintenant la permittivité de l'oxyde.

$$\epsilon_{SiO_2} = \frac{C * e}{s} = \frac{5,0 pF * 0,3 \mu m}{(200 \mu m)^2} = 0,43 * 10^{-12} F.cm^{-1}$$

On rappelle que la valeur la plus fréquemment utilisée dans la littérature est : $0,39 * 10^{-12} F.cm^{-1}$ [Réf 4. 10]. La mesure, de la constante diélectrique de l'oxyde de silicium est un élément permettant d'évaluer la qualité du processus technologique. En dessous ou égale à 0,43 on dit que l'on a un diélectrique : « Low dielectric constant ».

Après avoir réalisé la mesure de la constante diélectrique de l'oxyde de silicium, et enregistré la valeur, nous avons pu mesurer la capacité de nos photodiode. Le Graphique 4.14 présente, les capacités théoriques de photodiodes de 10 μ m, 20 μ m et 30 μ m de diamètre dans un substrat ayant un niveau de dopage de 2.10^{16} atm.cm⁻³ (Bore) en fonction de la tension d'alimentation et à 20°C, ainsi que les capacités expérimentales mesurées au capacimètre. C'est trois photodiodes sont visible sur la Figure 4.5.

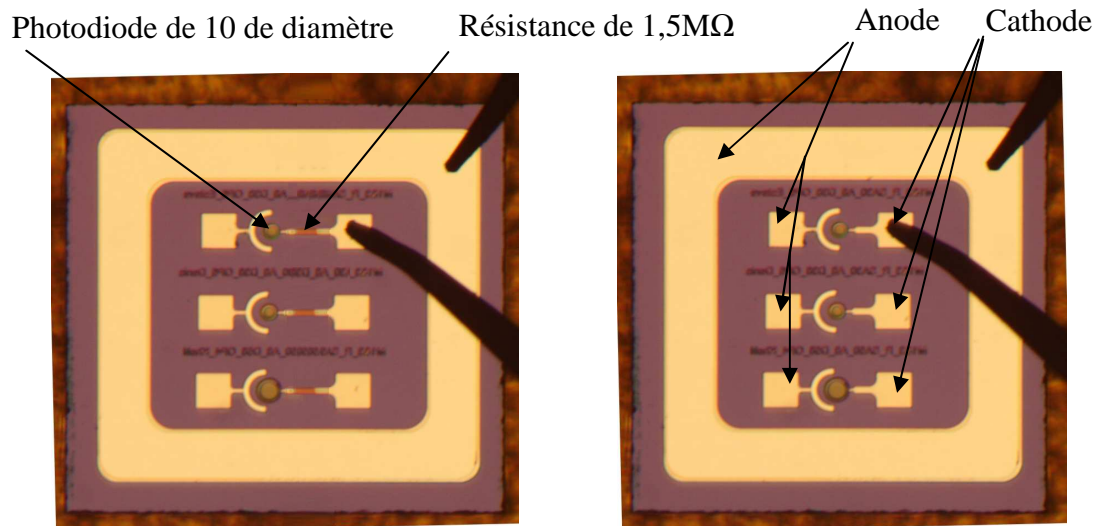
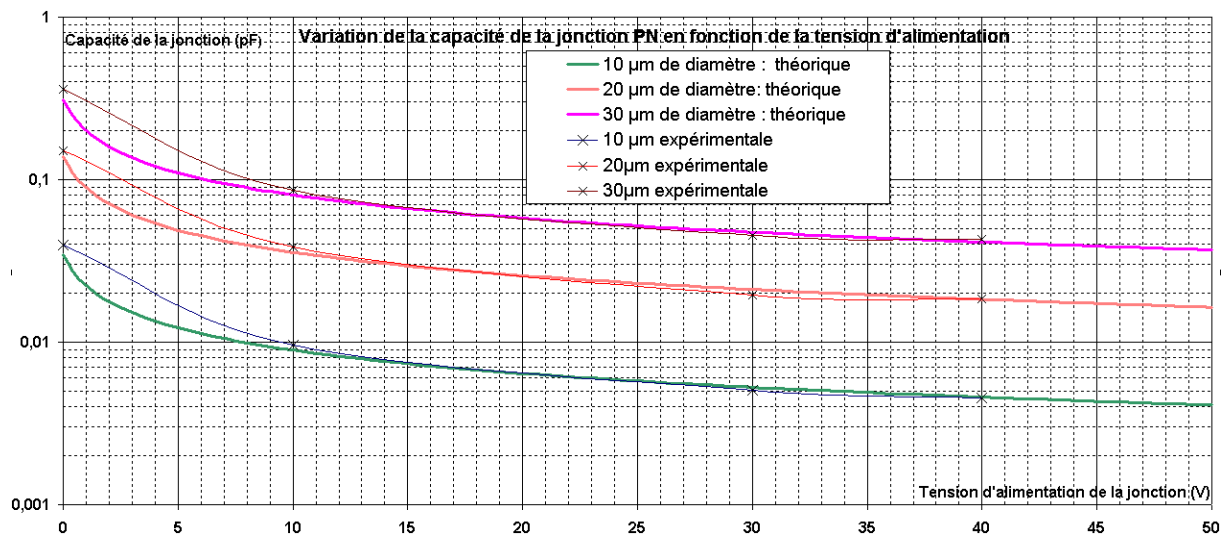


Figure 4.5 : Trois photodiodes de 10, 20 et 30 μ m de diamètre, avec et sans resistance.



Graphique 4.14 : Variation de la capacité des photodiodes, théorique et expérimentale.

Les courbes expérimentales et théoriques sont parfaitement conformes. On note seulement un écart de 1%.

Les chiffres à retenir sont :

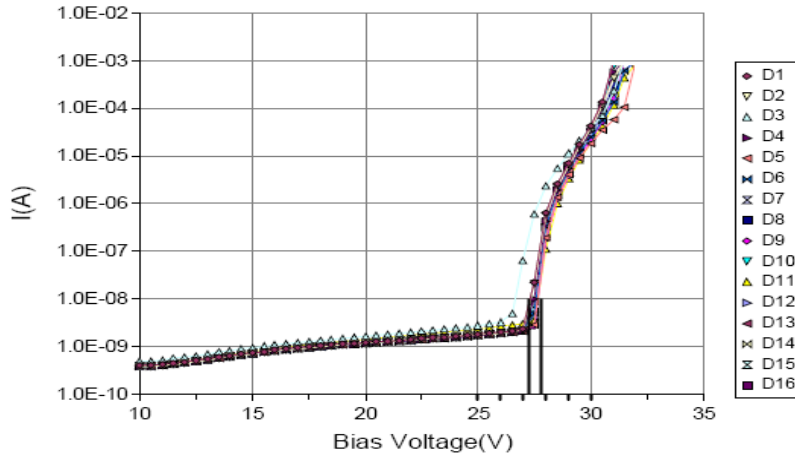
	10 μ m (fF)	20 μ m (fF)	30 μ m (fF)
expérimentale	4,5 \pm 0,5	18,5 \pm 0,5	43,0 \pm 0,5
théorique	4,5	18,4	42,9

Tableau 4.4 : Tableau des capacités à 40V

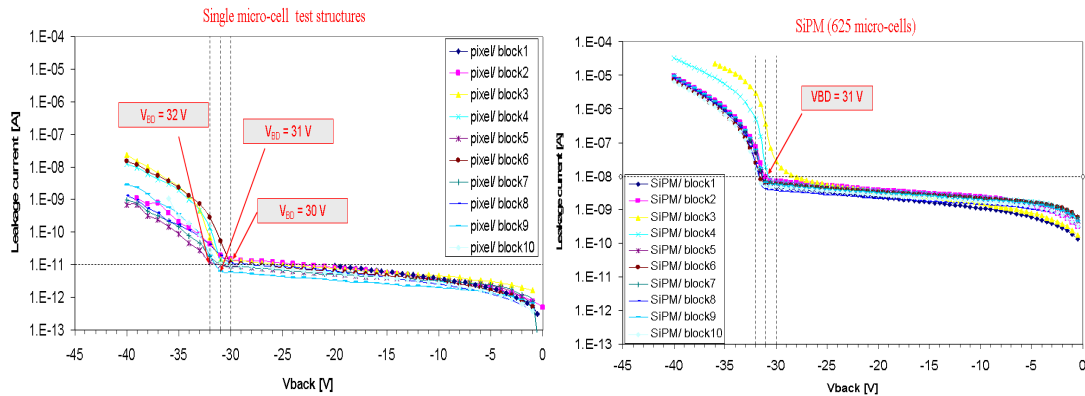
4.1.8 Comparaison des caractéristiques statiques avec les données de la littérature.

Comparaison de l'homogénéité de la tension de claquage.

Les caractéristiques courant-tension des matrices de photodiodes (SiPM) : SENSL et ITC-irst sont présentées sur les Graphique 4.15 et Graphique 4.17.



Graphique 4.15 : Caractéristiques courant-tension des matrices de photodiodes (SiPM) de SensL (Irlande) 3640 micro-cells, area (3*3) mm² d'après [Réf 4. 11].



Graphique 4.16 : Caractéristiques courant-tension des photodiodes de ITC-irst (Italie) de 40µm
Graphique 4.17 : Caractéristiques courant-tension des matrices de photodiodes (SiPM) de ITC-irst (Italie) 625 micro-cells de 40 x 40 µm, area 1 mm².

V _{br} à 10nA			
SensL	ITC-irst (Italie)	LAAS/CESR	
3640 micro-cells, area (3*3) mm ² Sur 16 SiPM	625 micro-cells 40 x 40 µm, area 1 mm ² Sur 10 SiPM	photodiode 4 photodiodes du substrat W4	8*8=64 micro-cell, 35 x 35µm 64 SiPM du substrat W9
27,5V ± 400 mV	31,5 V ± 300 mV	42,5 V ± 150 mV	43,0 V ± 200 mV
Graphique 4.15	Graphique 4.17	Graphique 4.7	Graphique 4.33

Tableau 4.5 : Tableau de comparaison : tension de claquage.

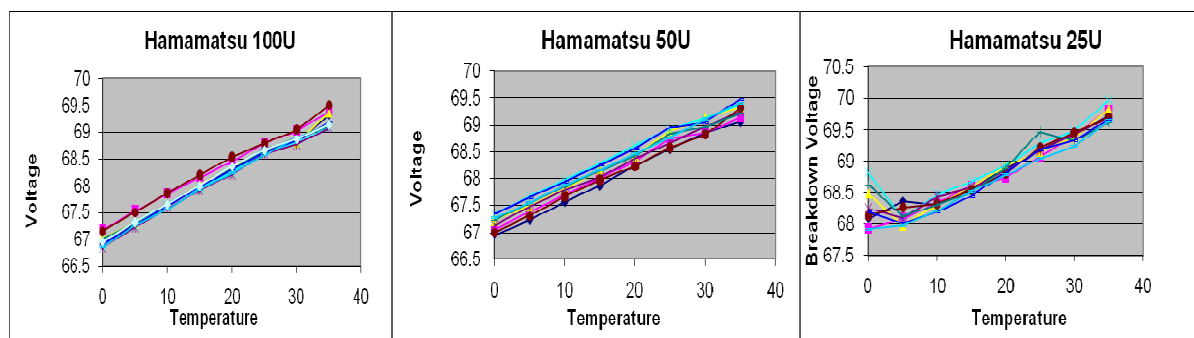
SensL a présenté au début de l'année 2008 un détecteur composé de 16 matrices, de 3640 photodiodes et résistances (SiPM) chacune. Sur les caractéristiques électriques (Graphique 4.15) présentées par SensL [Réf 4. 5], on note pour l'homogénéité de la tension de claquage : un écart de 350 mV. On note que le SiPM D10 a un écart plus important : 800 mV. Le courant de fuite est de : $(3.10^{-9})/3640 = 1pA$ par photodiode.

Sur les caractéristiques électriques (Graphique 4.16 et Graphique 4.17) présentées par ITC-irst [Réf 4. 2], on note une grande homogénéité de la tension de claquage avec un écart de 1V maximum mesuré sur 10 SiPM. Le courant de fuite est de 13 pA par photodiode de 40 μ m de coté.

On peut dire que les caractéristiques de nos photodiodes sont proches de celles présentées par SensL et par ITC-irst, en termes de courant de fuite et d'homogénéité sur la tension de claquage.

Les autres fabricants (Hamamatsu) ne donnent pas les caractéristiques statiques de leur fabrication.

Comparaison de l'influence de la température sur les SiPM Hamamatsu.



Graphique 4.18 : Evolution de la tension de claquage en fonction de la température pour les 3 SiPM Hamamatsu d'après [Réf 4. 12].

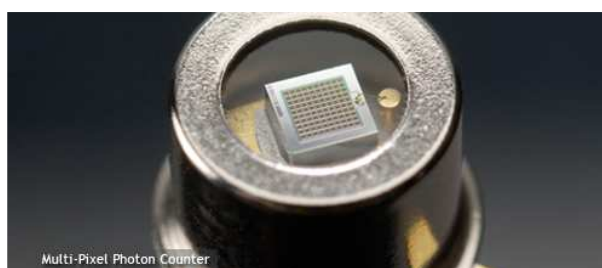
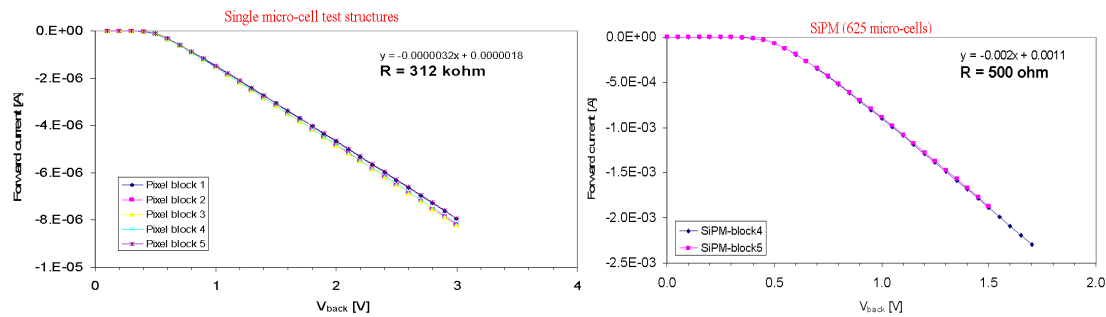


Figure 4.6 : Photographie d'un SiPM (MPPC) du fabricant Hamamatsu S10362-11-100.

Hamamatsu a présenté au début de l'année 2008, trois types de SiPM de 1mm², portant le nom de : S10362-11-100, S10362-11-050, S10362-11-025, avec respectivement 100 cellules de 100 μ m*100 μ m (voir Figure 4.6), 400 cellules de 50 μ m*50 μ m, et 1600 cellules de 25 μ m*25 μ m. La sensibilité à la température de ces dispositifs est comparable à nos dispositifs. On note une variation de la tension de claquage de 1,8V pour 35°C soit 51mV/°C, identique pour les trois composants. (Nos composants : 44mV/°C)

Comparaison des résistances.



Graphique 4.19 : Caractéristiques courant-tension des résistances seules et d'une matrice de photodiodes+résistance (SiPM) dans le sens passant de ITC-irst (Italie).

Les caractéristiques des résistances des composants ITC-irst (Graphique 4.19) ont été présentées dans l'article [Réf 4. 1]. Le Graphique 4.19 présente à gauche la caractéristique d'une photodiode avec une résistance en série, dans le sens passant et à droite une matrice de 625 cellules.

Les résistances en série avec les photodiodes ont une valeur de : 312 k Ω pour le test de la cellule élémentaire et 500 Ω *625éléments = 312 k Ω par élément pour le test de la matrice de 625 cellules.

On note une grande homogénéité des résistances, sur la totalité du substrat, témoignant d'une bonne maîtrise du processus technologique de fabrication pour les dispositifs de ITC-irst (Italie).

4.2 Les caractéristiques dynamiques des détecteurs unitaires.

4.2.1 Les caractéristiques dynamiques $V(t)$.

Dans ce paragraphe nous polarisons une photodiode de $15\mu\text{m}$ de diamètre au-delà de la tension d'avalanche, via une simple résistance d'extinction (résistance de quenching) d'une valeur comprise entre $50\text{ k}\Omega$ à $500\text{ k}\Omega$. Le comptage et l'analyse de la hauteur et de la largeur des impulsions Geiger, thermique ou photonique, (décharge et recharge de la zone de charge d'espace à travers une résistance de grande valeur) doit nous permettre d'estimer le gain, le temps mort, et également le bruit thermique « dark count rate ».

Nous avons utilisé trois types de montage pour observer l'impulsion Geiger (voir Figure 4.7).

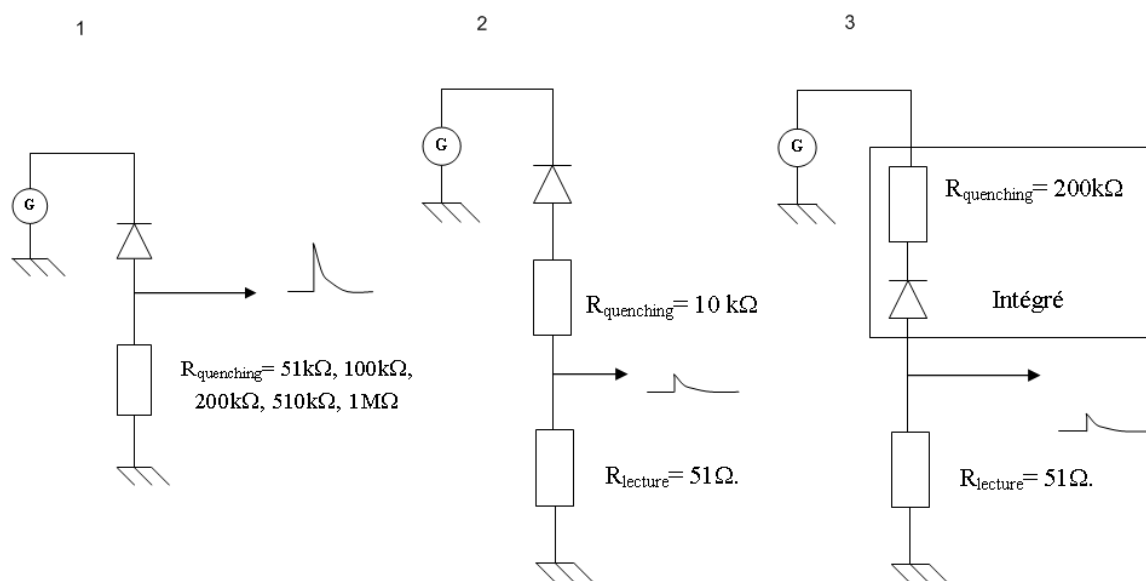


Figure 4.7 : Les montages utilisés pour la visualisation des caractéristiques dynamiques

Le montage de la Figure 4.7 nous permet d'enregistrer les chronogrammes de la Figure 4.8 à la Figure 4.12. Il s'agit d'une photodiode de $20\mu\text{m}$ de diamètre avec une tension de claquage de $43,0\text{V}$ qui sera polarisée entre $43,5$ et 53V , c'est-à-dire de $0,5\text{V}$ à 10V au delà de l'avalanche avec une résistance d'extinction de $51\text{k}\Omega$ à $500\text{k}\Omega$.

La visualisation du temps mort ne nous permettra pas d'estimer la capacité de la photodiode, car ce type de montage (Figure 4.7) présente d'importantes des capacités parasite.

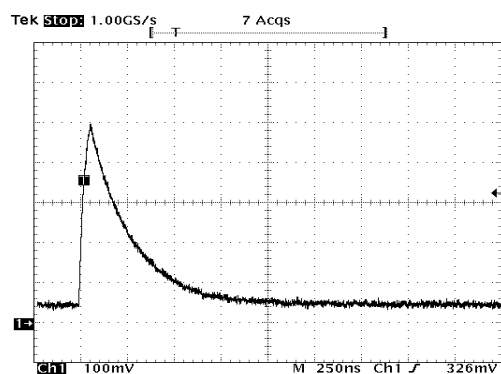


Figure 4.8 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de quenching de 51 k Ω pour une polarisation de 43,5V et 44,2V avec $V_{br} = 43V$.

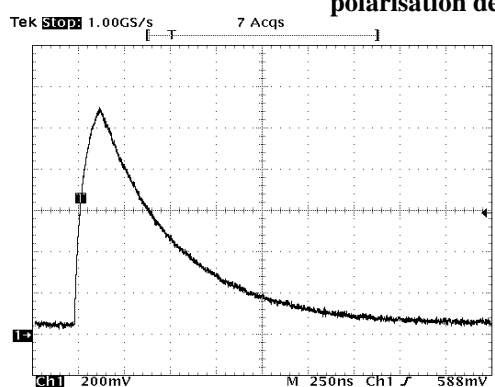
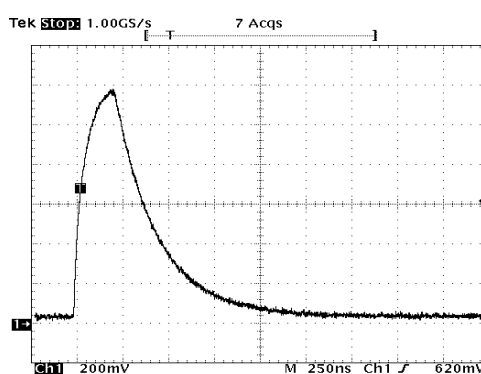


Figure 4.9 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de quenching de 100 k Ω pour une polarisation de 44,1V et 45V.

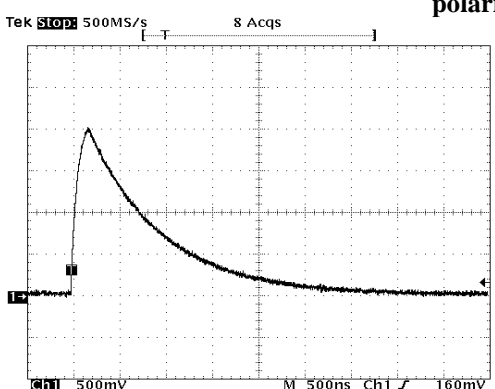
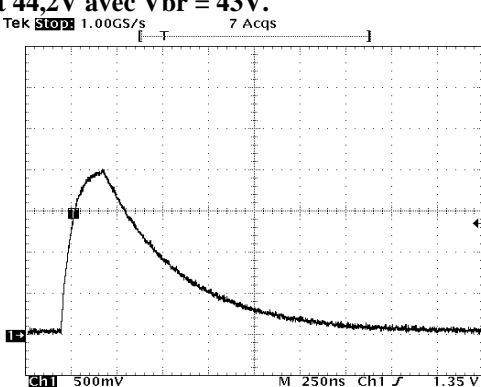


Figure 4.10 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de quenching de 200 k Ω pour une polarisation de 45V et 47V.

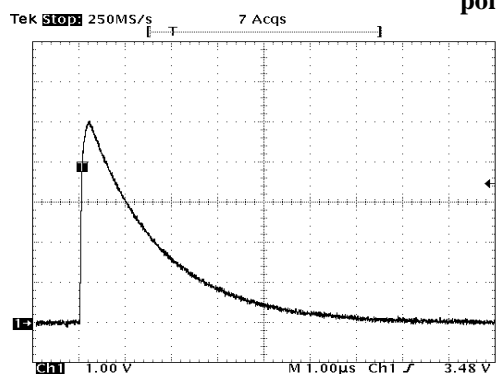
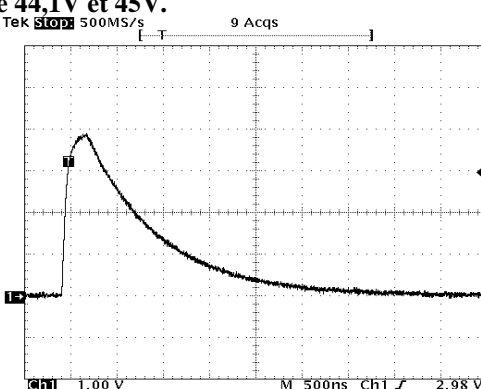


Figure 4.11 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de quenching de 500 k Ω pour une polarisation de 48V et 53V.

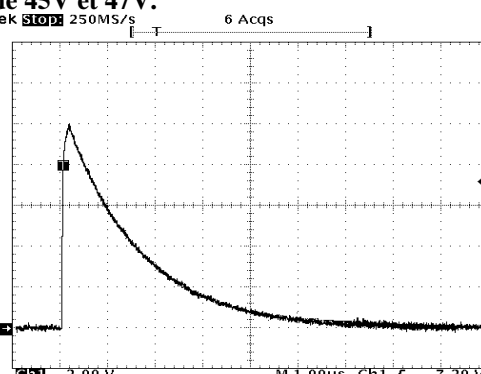


Figure	Alimentation V_{pol} (V)	Taille des impulsions ΔV (V)	Gain Théorique G: $\Delta V * C/q$ (e-/photon)	Résistance d'extinction R_q (k Ω)	Temps mort T_{mort} (μ s)
Figure 4.8	43,5	0,5	120 000	51	0,5
Figure 4.8	44,3	1,2	300 000	51	0,5
Figure 4.9	44,1	1,1	280 000	100	1,0
Figure 4.9	45	2	500 000	100	1,0
Figure 4.10	45	2	500 000	200	2,0
Figure 4.10	47	4	1 000 000	200	2,0
Figure 4.11	48	5	1 250 000	500	5,0
Figure 4.11	53	10	2 500 000	500	5,0

Tableau 4.6 : Les résultats des caractéristiques dynamiques pour une photodiode de 15 μ m de diamètre en utilisant le montage n°1.

En utilisant le montage (Figure 4.7) le temps mort est important : 500 ns avec une résistance de quenching de 51 k Ω , et 5 μ s en utilisant une résistance de 500 k Ω car les capacités parasites rajoutées sont importantes. La capacité de l'ensemble de ce montage est donc : La capacité de la jonction pn (quelques fF) + capacité du plot de bonding (1 pF) + d'autre capacité parasite = une dizaine de 10 pF. Ce montage est utilisé pour avoir le bruit thermique.

Le deuxième montage, (voir Figure 4.7) permet de visualiser l'impulsion Geiger aux bornes d'une résistance de 51 Ω avec une résistance de d'extinction externe de notre choix : 10k Ω .

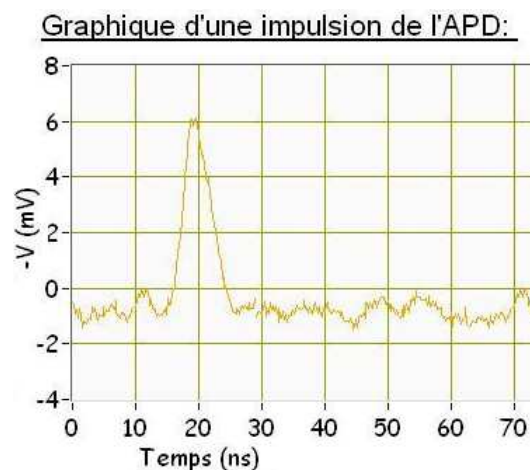
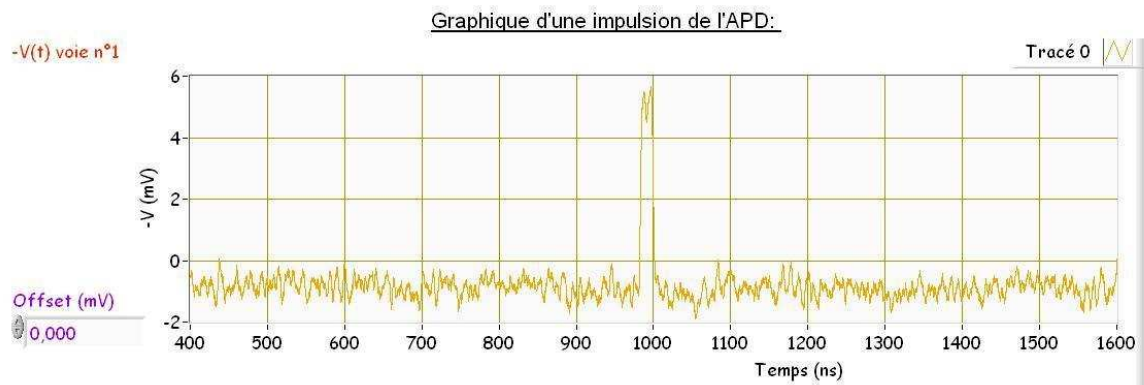


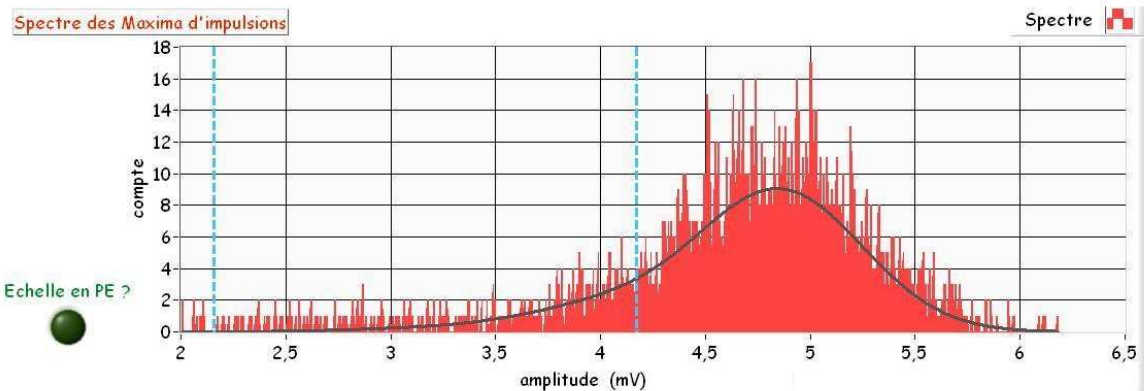
Figure 4.12 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de lecture de 51 Ω pour une polarisation de 45 V (3 V over breakdown voltage) (résistance de quenching de 10 k Ω).

Histogramme Bruit de l'APD

Vb = 44,5 V

Synchronisé sur l'APD

Nombre de pics dans l'histogramme : 2573

**Figure 4.13 : Enregistrement des variations de l'amplitude de l'impulsion Geiger dans le noir.**

On constate avec le deuxième montage que le temps mort a été considérablement réduit : 10ns avec une résistance d'extinction de 10 k Ω (externe) et une résistance de lecture de 51 Ω . Ce temps mort correspond à une capacité de 1pF, cela équivaut simplement à la capacité parasite formée par le « bonding ». L'amplitude du signal est de 5 mV avec l'adaptation d'impédance, ce qui donne 10 mV aux bornes d'une résistance de 51 Ω , et 2 V aux bornes de la résistance de quenching de 10 k Ω et un courant de 200 μ A pendant une dizaine de nanosecondes, ce qui donne un gain de $0,7 \cdot 10^6$ e $^-$ /photons. Les impulsions Geiger ont pratiquement la même amplitude (Figure 4.13) : entre 4,5 et 5,5 mV.

Le troisième montage, permet de visualiser l'impulsion Geiger aux bornes d'une résistance de $51\ \Omega$ avec une résistance de d'extinction de $200\ \text{k}\Omega$ intégrée à la photodiode.

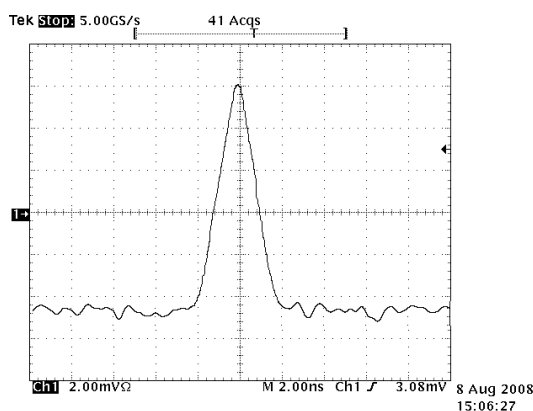


Figure 4.14 : Caractéristique dynamique aux bornes de la résistance de lecture de $500\ \Omega$ pour une polarisation de 50V (8V over breakdown voltage) (résistance de quenching intégrée de $200\ \text{k}\Omega$ (1 carré)).

Avec ce montage (Figure 4.7**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**), le temps mort a été réduit à 4ns (Figure 4.14) avec une résistance de quenching interne de $200\ \text{k}\Omega$ (1 carré de polysilicium). Ce temps mort correspond à une capacité de $20\ \text{fF}$, la capacité théorique est également de $20\ \text{fF}$ pour ce type de photodiode ($10\ \mu\text{m}$ de diamètre) à cette polarisation (voir ANNEXE A). On peut en déduire qu'il n'y a plus de capacité parasite. L'amplitude du signal étant très faible, nous polarisons à des valeurs assez importante, et nous observons le signal aux bornes d'une résistance de $500\ \Omega$ à la place d'une $50\ \Omega$ pour avoir un peu plus d'amplitude.

L'amplitude du signal est de $10\ \text{mV}$ avec une adaptation d'impédance, ce qui donne $20\ \text{mV}$ aux bornes de la résistance de $500\ \Omega$, donc $8\ \text{V}$ aux bornes de la résistance de quenching de $200\ \text{k}\Omega$, et un courant de $40\ \mu\text{A}$ pendant 4ns .

4.2.2 Les caractéristiques du bruit thermique en mode Geiger.

Dans ce paragraphe on cherche à étudier le bruit des photodiodes à avalanche polarisées en mode Geiger (signal dans le noir). C'est-à-dire connaître la valeur, du bruit d'une photodiode en fonction de sa taille, et aussi la dispersion du bruit dans le temps, c'est-à-dire les variations d'apparition des impulsions thermiques, dans le but de le diminuer. Ce paragraphe se partage en deux parties, la mesure du bruit thermique brut, ainsi que sa dispersion dans le temps.

La mesure du bruit thermique brut (exprimé en coups par seconde ou en hertz) d'une photodiode à avalanche seule, placée dans l'obscurité totale, polarisée en mode Geiger, est réalisée avec deux appareils de comptage. Le premier appareil est un compteur de marque HAMEG modèle HM 8021-4 permettant de régler un seuil de déclenchement de $10\ \text{mV}$ minimum à $3,3\ \text{V}$ maximum, et de 0 à $1,6\ \text{GHz}$, avec une lecture direct du nombre de coups sur afficheur digital, voir Figure 4.15. Le deuxième appareillage est une chaîne d'acquisition composée d'une carte de détection qui adapte les niveaux, suivie d'une carte FPGA qui compte les impulsions et d'un ordinateur pour l'affichage des résultats. L'ordinateur permet un enregistrement et une automatisation des tâches voir Figure 4.15. La chaîne d'acquisition avec une carte FPGA est détaillée en ANNEXE D. La carte FPGA permet de compter les

impulsions thermiques, mais aussi le temps qu'il peut y avoir entre deux impulsions Geiger (la dispersion des impulsions).

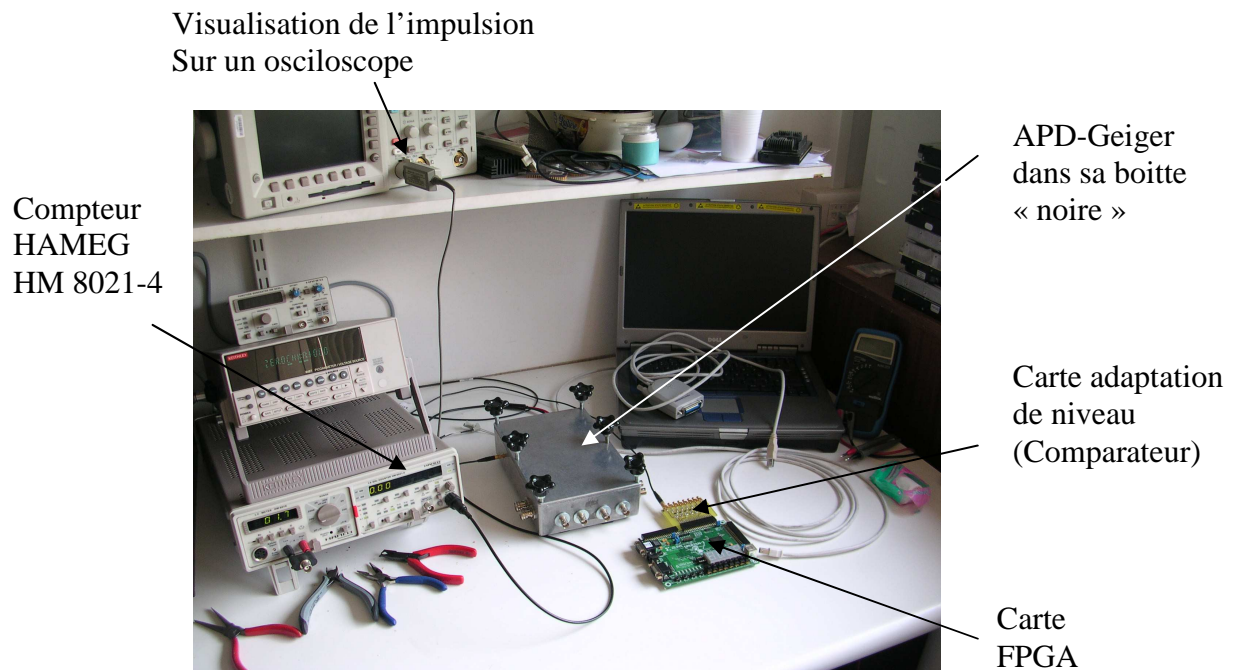
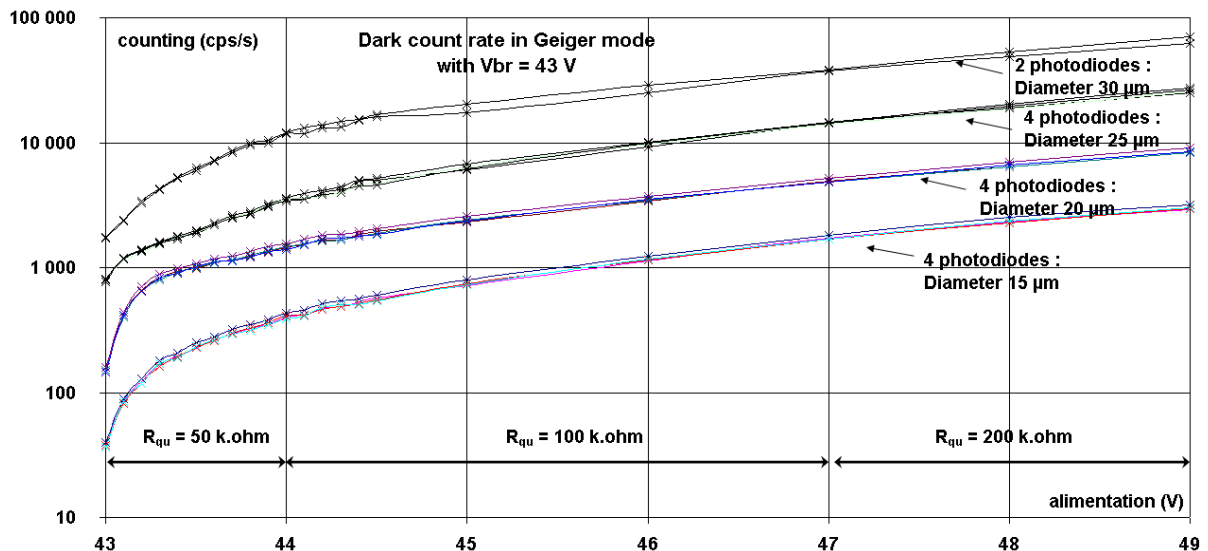


Figure 4.15 : Méthodes utilisées pour le comptage des impulsions Geiger.

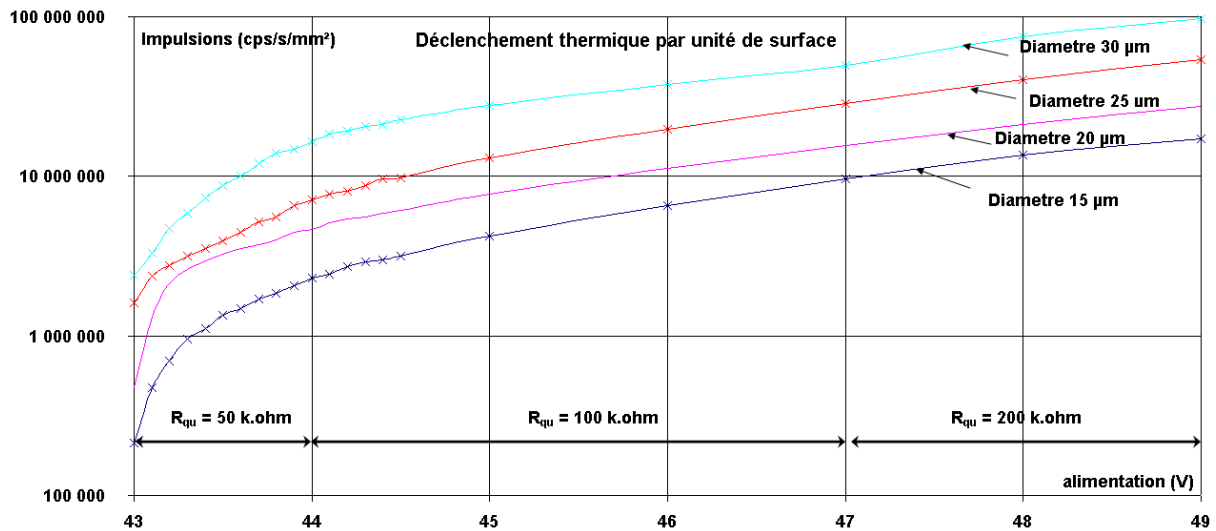
Le bruit thermique brut :

On peut voir sur le Graphique 4.20, le bruit thermique de nos photodiodes, polarisées en mode Geiger, à une température de 24°C , pour des diamètres allant de $15\text{ }\mu\text{m}$ à $30\text{ }\mu\text{m}$ avec une résistance de quenching externe allant de $50\text{ k}\Omega$ à $200\text{ k}\Omega$, et pour une polarisation allant de la tension de claquage ($V_{br} = 43\text{ V}$) à 49 V , ce qui correspond à une sur-polarisation de 6 V soit 14% au delà du potentiel d'avalanche.

Le bruit thermique pour les photodiodes de petits diamètres ($10\text{ }\mu\text{m}$) va de 50 cps.s^{-1} à 3000 cps.s^{-1} suivant la polarisation, et de quelques centaines de coups par seconde à quelques dizaines de milliers de coups par seconde pour les photodiodes de diamètre plus grand ($>20\text{ }\mu\text{m}$). Ce bruit thermique, mesuré sur une seule photodiode, nous permet de prévoir le bruit thermique d'une matrice de photodiodes (SiPM) de 1 mm^2 (voir Graphique 4.21) de surface sensible en rajoutant 10% de déclenchement parasite (crosstalk, afterpulses) qui peut exister dans une matrice de photodiodes.



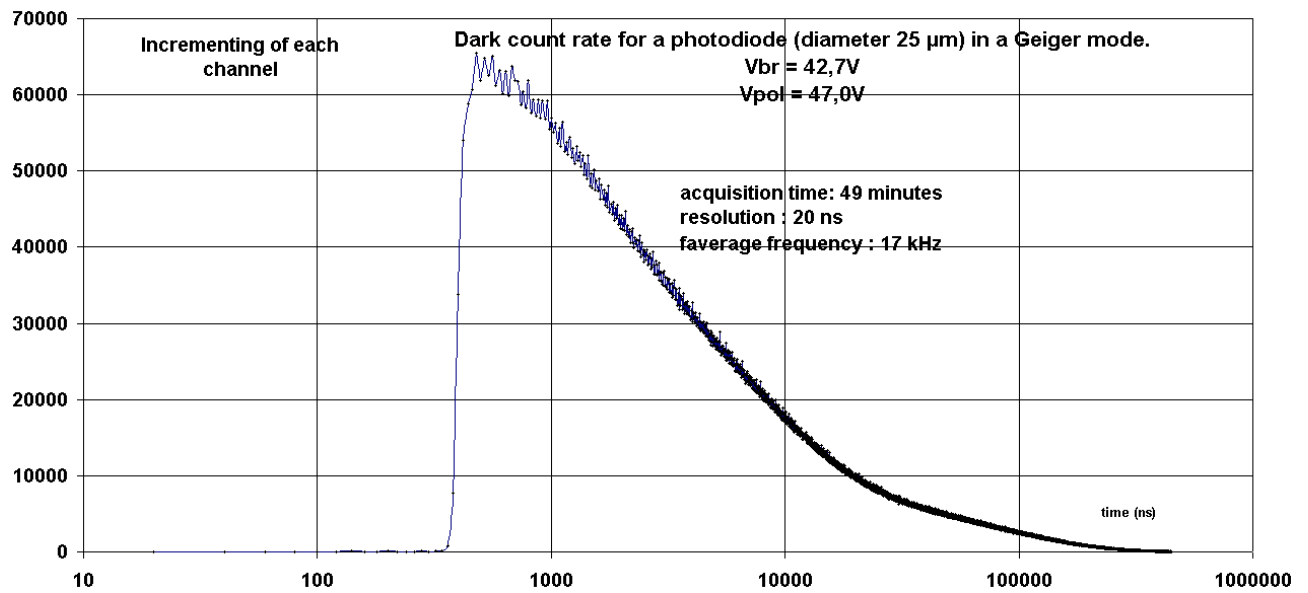
Graphique 4.20 : Comptage des impulsions thermiques expérimentales, pour 4 types de photodiodes de différents diamètres.



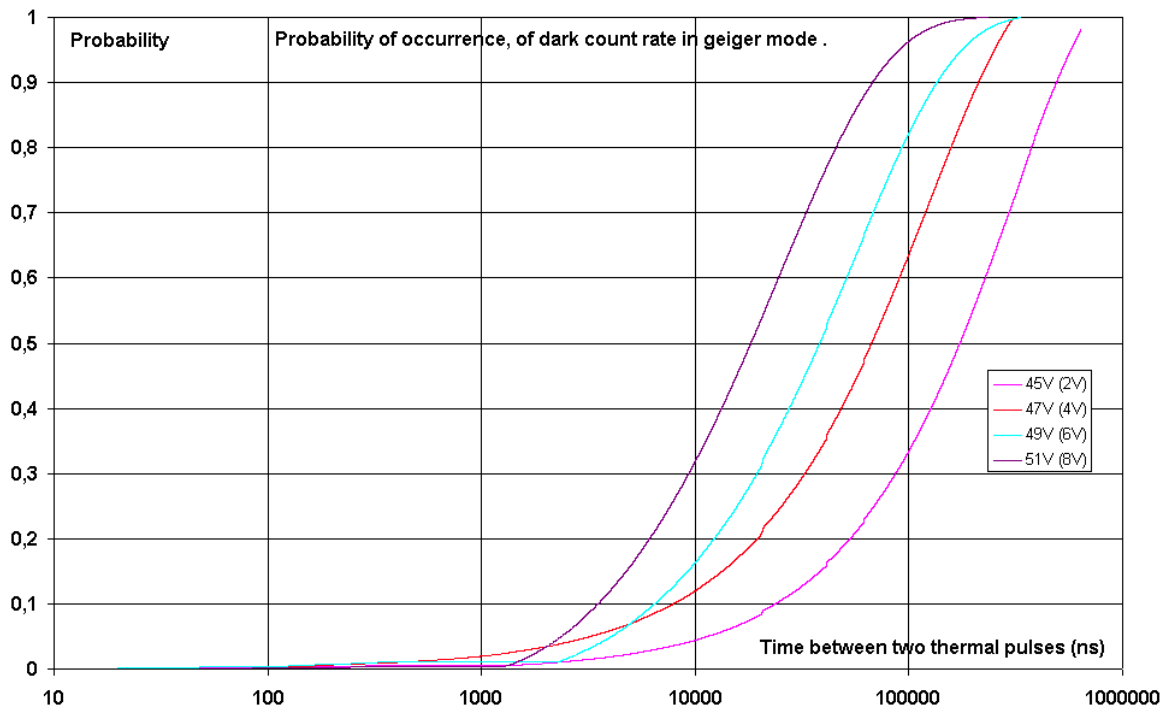
Graphique 4.21 : Bruit thermique par unité de surface, calculé avec les résultats du Graphique 4.20.

La dispersion du bruit thermique :

La mesure est réalisée sur une photodiode de 25 μm de diamètres à 24°C et à une tension de polarisation de 47 V. Le Graphique 4.20 nous donne le bruit thermique de ce type de photodiode, c'est-à-dire à 47V : 17 kHz. On constate que l'on retrouve 17 kHz en calculant l'aire de la courbe ci-dessous :



Graphique 4.22 : Mesure expérimentale de la dispersion du bruit thermique.



Graphique 4.23 : Probabilités d'apparition des événements thermiques pour 4 polarisations différentes calculées avec les résultats du Graphique 4.22.

Si on réalise l'intégrale du Graphique 4.22 on obtient le Graphique 4.23, qui nous donne la probabilité d'avoir un événement thermique en fonction du temps. C'est-à-dire pour une photodiode de 25 μm de diamètre polarisée à une tension de 45V (2V au delà de son potentiel d'avalanche) : si il n'y a pas eu d'impulsion thermique depuis 125 μs , il y a 50% de chance d'en avoir une maintenant, ce qui correspond à 8 kHz de déclenchement thermique. Les trois graphiques précédents, Graphique 4.20, Graphique 4.22, et Graphique 4.23 sont liés, et on retrouve dans les trois le déclenchement thermique. Le Graphique 4.23 peut être utilisé par un modèle pour reproduire le plus fidèlement possible l'arrivée des événements thermiques à partir d'une variable aléatoire équiprobable.

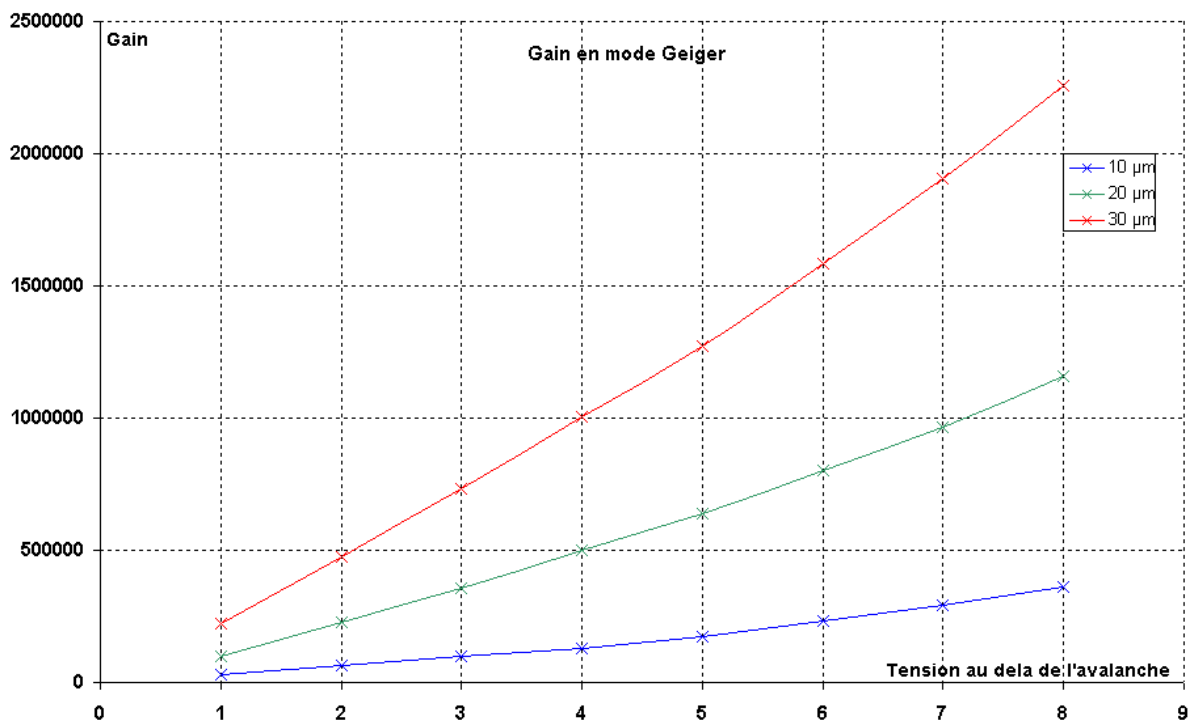
4.2.3 Les gains obtenus.

Nous avons déjà vu dans le chapitre n°2 (Équation 2.2) que le gain peut être déterminé avec la formule. $G = (\Delta V.C)/q$

$\Delta V = V_{pol} - V_{bd}$, C la Capacité de la jonction et q la charge d'un électron.

Avec $C = 50\text{fF}$ et $\Delta V = 6\text{V}$ on obtient un gain de $1,9.10^6 \text{ e}^-/\text{photon}$.

Pour avoir la meilleure précision il est préférable d'utiliser les caractéristiques dynamiques relevées sur un oscilloscope.



Graphique 4.24 : Le gain de nos photodiodes en mode Geiger à 20°C.

On a mesuré le gain que l'on peut obtenir sur nos photodiodes à 20°C voir le Graphique 4.24. Le nombre d'électrons créés dans la zone de charge d'espace à 20°C varie entre 10^4 et 10^7 suivant le diamètre de la photodiode utilisée et la polarisation qui lui est appliquée.

4.2.4 La coïncidence.

La coïncidence est un moyen très efficace pour arriver à diminuer considérablement les niveaux de bruits de ces détecteurs. La coïncidence entre un ou plusieurs détecteurs peut être très intéressante dans certaines applications (mesure de la lumière Tcherenkov chapitre n°5), elle consiste à ne prendre en compte que les impulsions qui arrivent simultanément sur deux détecteurs (dans un même intervalle de temps). L'inconvénient principal est qu'il faut au moins deux photons pour avoir une coïncidence, et qu'il y a toujours un risque de perdre de l'information dans le cas des très faibles flux lumineux, qui ne donneraient pas de coïncidences voir Annexe F.

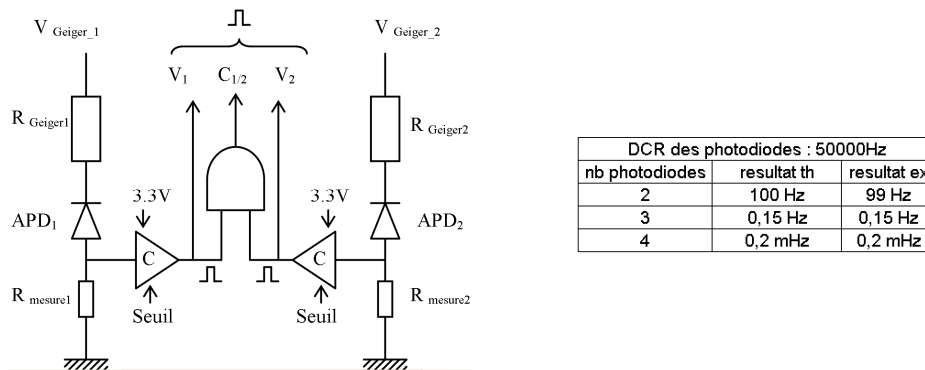
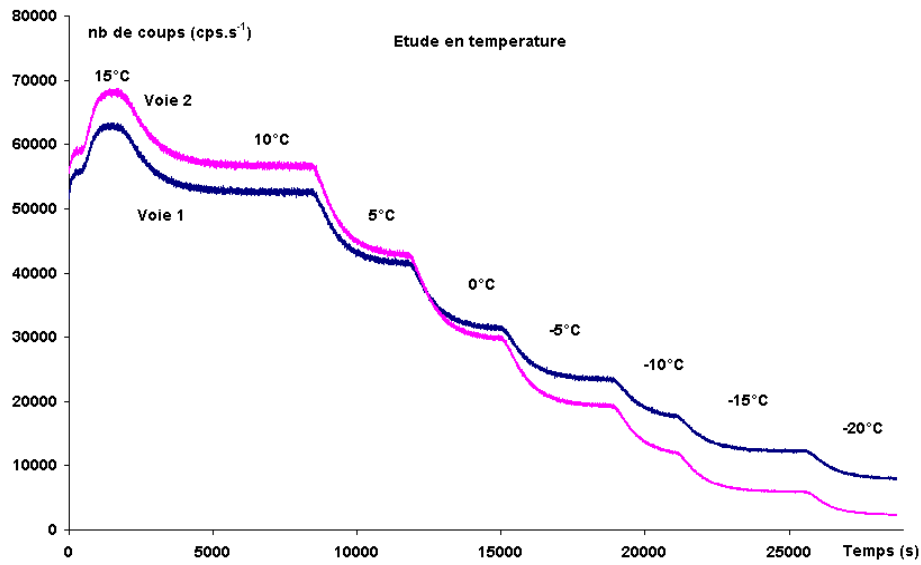


Figure 4.16 : Montage électrique utilisé pour faire la coïncidence, et résultats obtenus.

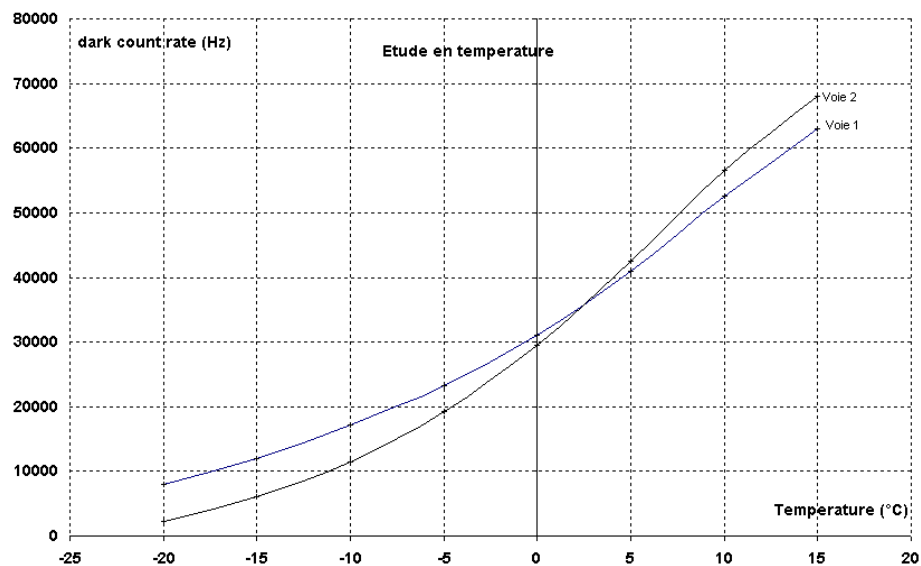
Les résultats obtenus par ces calculs sont assez proches de la réalité malgré les approximations et les hypothèses prises en compte assez éloignées de la réalité physique. On constate que la coïncidence entre deux photodiodes réduit considérablement le bruit thermique, et pourrait dans certaine application être un moyen efficace de détection du signal. Il y a évidemment d'autres moyens de réduire le bruit, comme par exemple la température.

4.2.5 Influence de la température en mode Geiger.

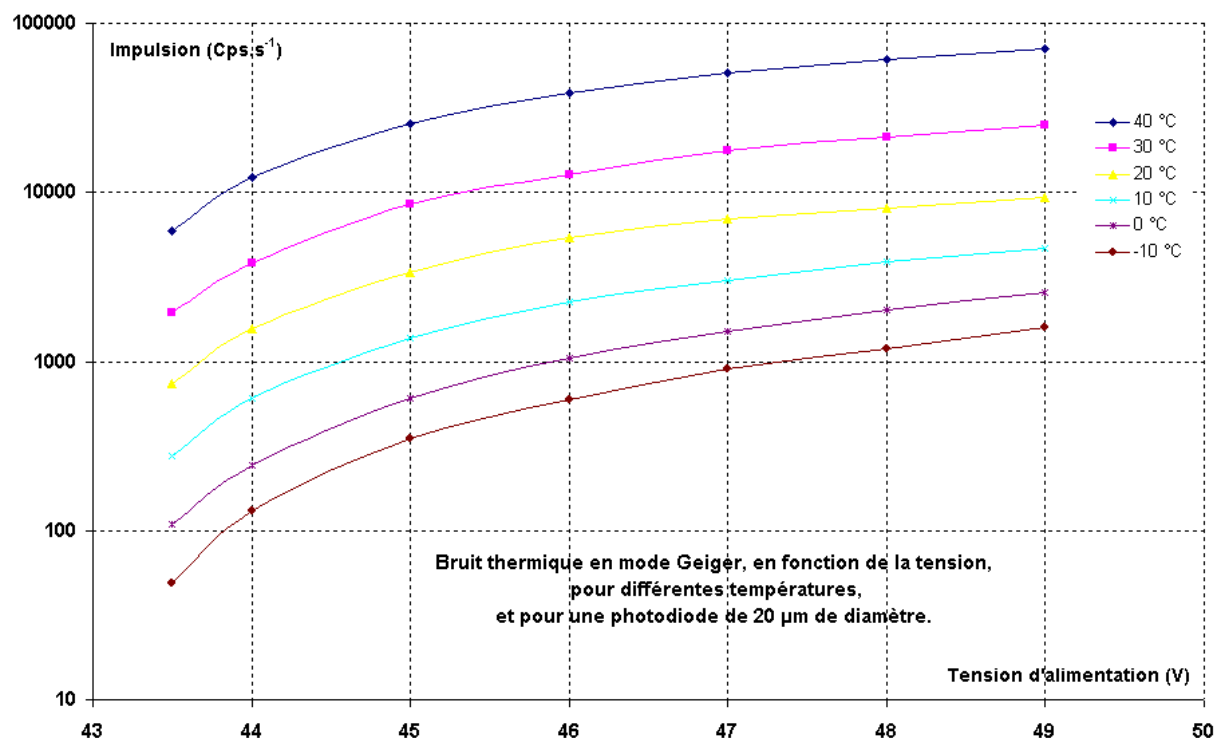
Dans ce chapitre, nous avons déjà constaté, lors de l'étude des détecteurs unitaires en mode statique, une très grande sensibilité à la température. Nous avons remarqué qu'une diminution de la température, réduit le courant de fuite statique d'un facteur 2 tous les 8 °C, et diminue la tension de claquage d'environ 43 mV/°C. Ces deux phénomènes sont expliqués et calculés de façon théorique en ANNEXE A. Dans ce paragraphe nous cherchons à mesurer l'impact de la température sur les photodiodes polarisées dans le mode Geiger (dynamique). Cette étude est réalisée dans le noir. Nous mesurons ici, le déclenchement thermique (nombre d'événements à la seconde) en fonction de la température : « Dark count rate » voir Graphique 4.25, Graphique 4.26, et Graphique 4.27.



Graphique 4.25 : Mesure du déclenchement thermique d'une photodiode de 100 µm de diamètre pour différentes températures.



Graphique 4.26 : Variation du déclenchement thermique d'une photodiode de 100 µm de diamètre en fonction de la température.



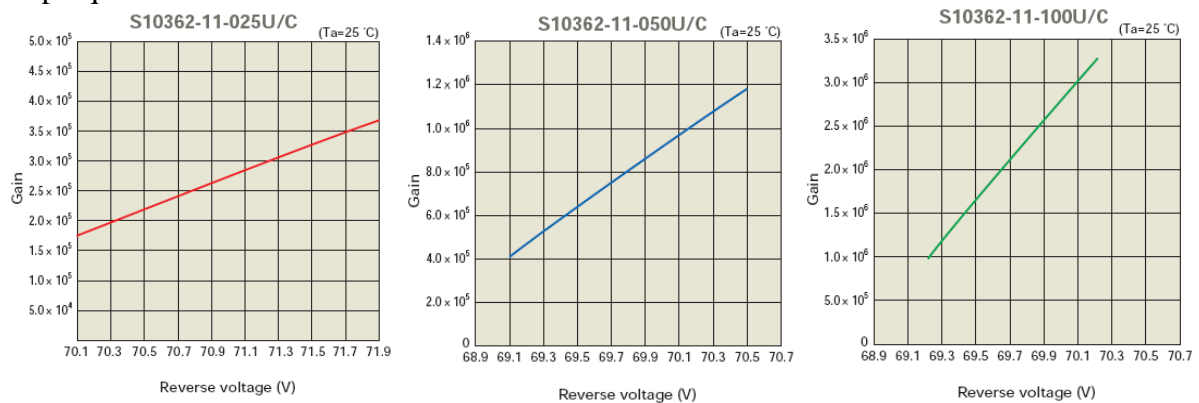
Graphique 4.27 : Bruit thermique en mode Geiger en fonction de la tension pour différentes températures et pour une photodiode de 20 µm de diamètre.

On constate qu'il y a une diminution du bruit thermique avec la température. Cette diminution du bruit en mode Geiger n'est pas linéaire. Normalement le bruit thermique dans les semi-conducteurs de silicium est divisé par 2 tous les 8 degrés (ANNEXE A). Nous avons déjà observé ce phénomène en mode statique voir Graphique 4.10. On constate que cela n'est plus vrai en dessous de 0°C pour le mode Geiger. La raison est très simple, la température fait également descendre la tension de claquage (43 mV/°C). La tension au delà de la tension d'avalanche n'est pas seulement fixée par la tension d'alimentation mais aussi par la température.

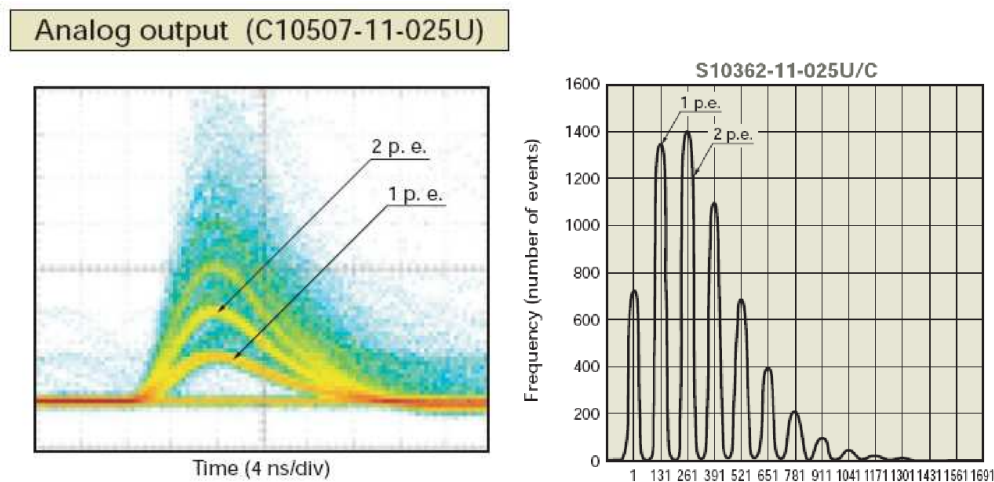
4.2.6 Comparaison des caractéristiques dynamiques avec les données de la littérature.

Comparaison du gain.

Hamamatsu présente sur son site les trois courbes de gain de leurs trois SiPM : Graphique 4.28.



Ces courbes de gains pourraient être calculées avec la formule, Équation 2.2, mais pour avoir une plus grande précision, Hamamatsu utilise la même méthode que pour calculer le gain d'un photomultiplicateur, voir Graphique 4.29.



Avec le Graphique 4.29 on note les informations suivantes :

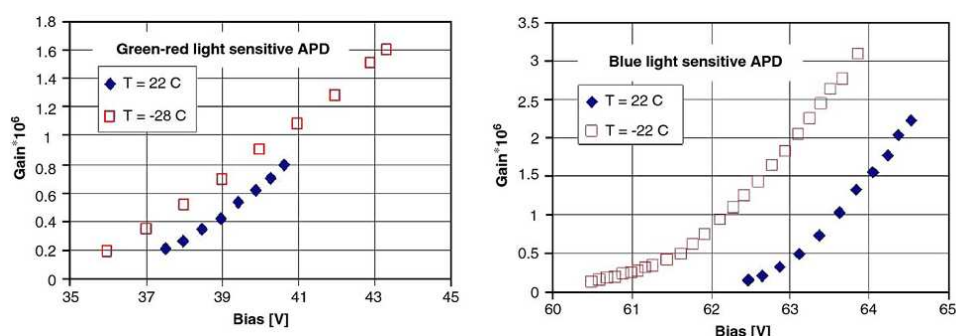
Le nombre de canal entre deux pics est : 130

La capacité, la résistance, et le temps mort : $40\text{fF} * 250\,000\,\text{k}\Omega = 10\,\text{ns}$

La charge d'un canal est de : 0,382 fC/channel

$$\text{Le gain : } G = \frac{130 \times 0,382 \cdot 10^{-15}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 3 \cdot 10^5$$

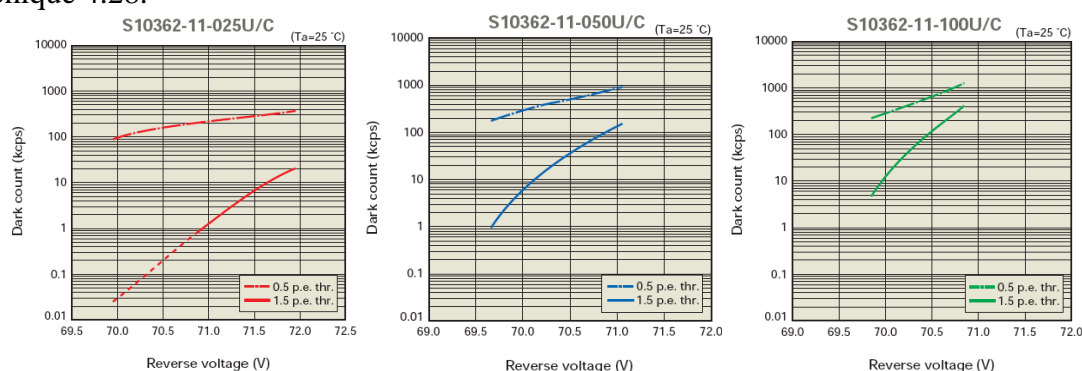
Nous allons présenter dans ce paragraphe les dernières performances obtenues (2008) par les dispositifs, développés par « Centre of Perspective Technologies and Apparatus (CPTA) in Moscow » et présentés dans l'article [Réf 4. 16]. Deux structures bien différentes sont présentées : GR-APD et BL-APD [Réf 4. 13], [Réf 4. 14], [Réf 4. 15].



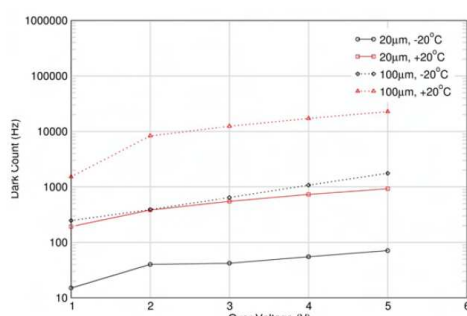
Graphique 4.30 : Présentation du gain des dispositifs CPTA.

Comparaison du déclenchement thermique.

Hamamatsu présente sur son site les trois courbes de gain de leurs trois SiPM : Graphique 4.28.



Graphique 4.31 : Le déclenchement thermique expérimental des trois SiPM de Hamamatsu en fonction de la tension d'alimentation.



Graphique 4.32 : Le déclenchement thermique expérimental des photodiodes de SensL.

On constate que le déclenchement thermique (« dark count rate ») de dispositif industriel a été très optimisé pour avoir des valeurs très faibles. Pour une photodiode de 20µm de diamètre à 20°C et polarisée 2V au delà de l'avalanche, SensL annonce : 300 Hz, nous obtenons avec nos photodiodes : 2 kHz.

4.3 Le fonctionnement matriciel.

4.3.1 L'homogénéité des dispositifs,

Un SiPM est un détecteur de lumière fonctionnant au delà du potentiel d'avalanche dans le régime dit Geiger. La tension d'avalanche est un paramètre à maîtriser parfaitement. Dans les paragraphes précédents, nous avons contrôlé la tension de claquage de nos photodiodes (42,5V) et trouvé une variation possible de ± 150 mV. Néanmoins ces tests n'ont été réalisés que sur une dizaine voir une cinquantaine de photodiodes. Un SiPM est composé d'un grand nombre de photodiodes, d'une centaine à plusieurs milliers de cellules (voir le tableau chapitre n°1), avec une résistance de « quenching » par photodiode. Les photodiodes étant toutes en parallèle, le courant de fuite est la somme de tous les courants de fuite de chaque photodiode. La photodiode avec la tension de claquage la plus petite dominera la caractéristique statique. Un SiPM ayant une caractéristique statique avec un courant de fuite anormalement élevé ou une tension de claquage anormalement faible, nous renseigne instantanément sur un non fonctionnement en mode Geiger.

Les premiers tests réalisés, sont sur un imageur formé de $8 \times 8 = 64$ petits SiPM. Chaque SiPM est formé de 8×8 cellules (photodiode de $35\mu\text{m}$) voir Figure 4.17. La surface active de l'ensemble est de 45%.

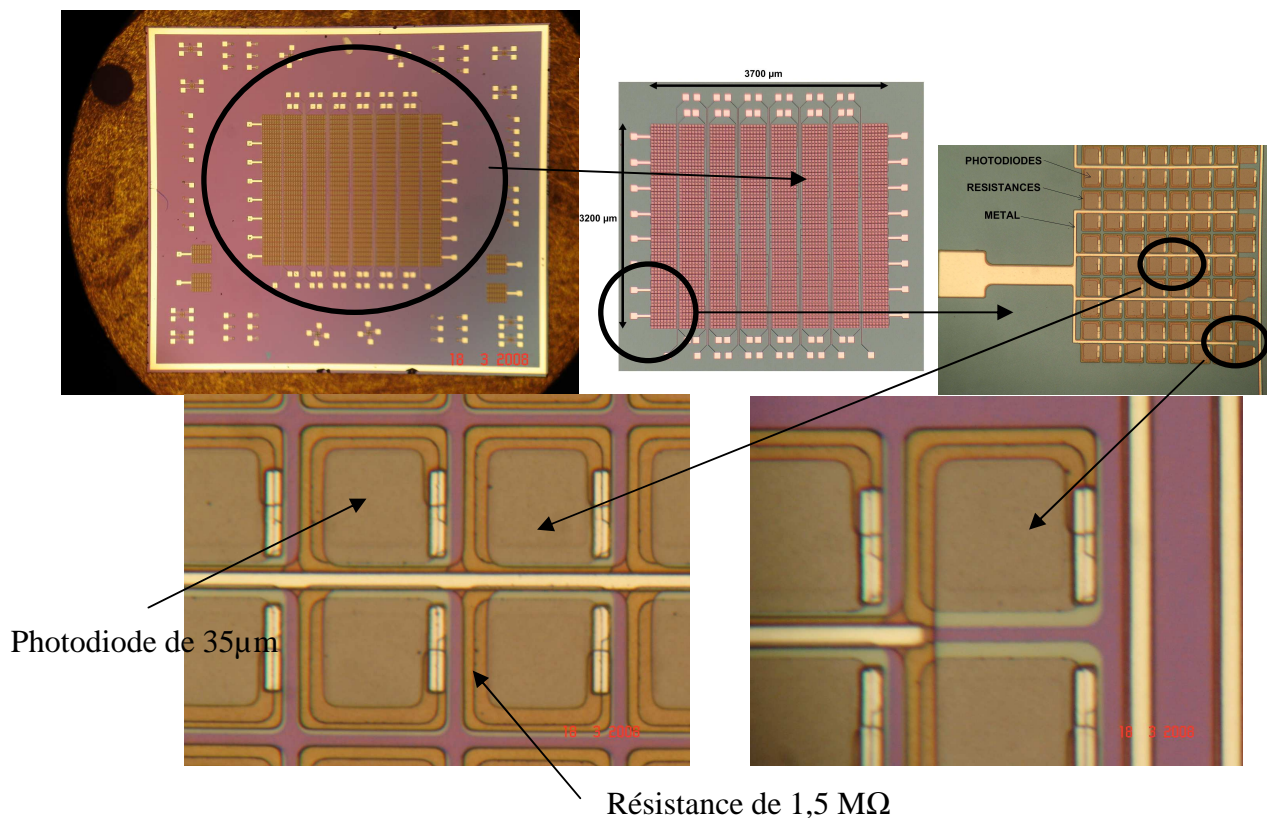
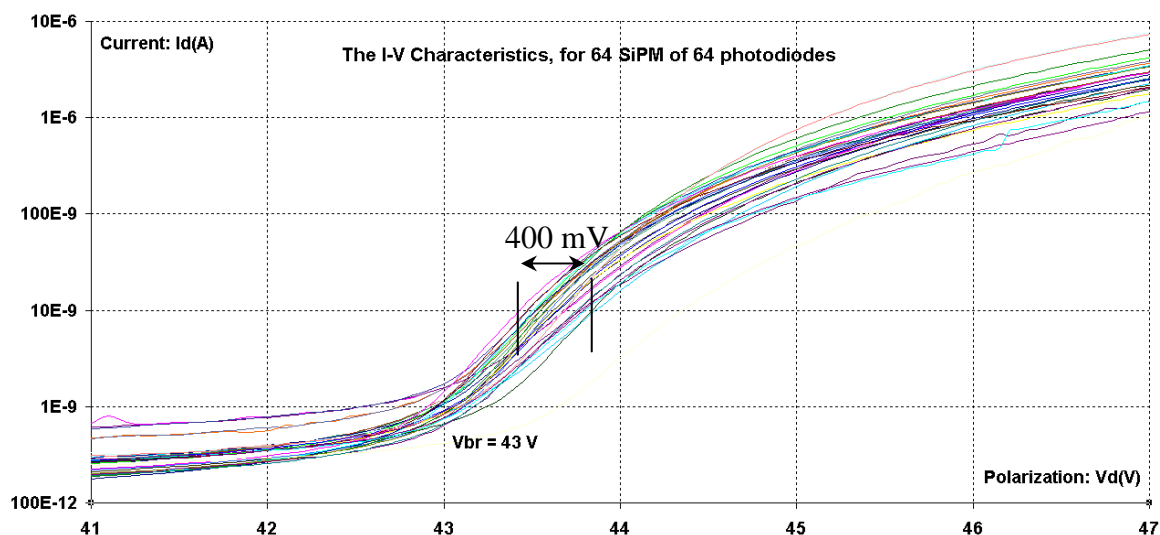


Figure 4.17 : Photo d'un imageur composé de $8 \times 8 = 64$ SiPM de $8 \times 8 = 64$ cellules (photodiodes)

Chaque SiPM est testé individuellement, en traçant la caractéristique statique voir Graphique 4.33. Le bruit statique est de 100 pA pour une matrice de 64 photodiodes. Ce qui donne 1,6pA par photodiode. C'est un courant de fuite de surface normale pour une photodiode de 35 μ m. La tension de claquage est difficile à définir car les résistances d'extinction (quenching : 1 M Ω par photodiode) modifient la verticalité de la caractéristique. On mesure une variation de la tension de claquage à un courant de 10 μ A, et on trouve une variation possible de 400 mV. La tension de claquage pour cet imageur est donc de (43,0 V \pm 0,2 V).



Graphique 4.33 : Caractéristiques statiques des 64 SiPM de l'imageur.

4.3.2 Les caractéristiques des SiPMs

Nous avons ici polarisé un des 64 SiPM de l'imageur présenté au paragraphe ci-dessus. Une cellule de ce SiPM est une photodiode de $35\mu\text{m}$ de coté fonctionnant dans le régime Geiger. Les caractéristiques de ces petits SiPM sont présentées Figure 4.18, Figure 4.19 et Figure 4.20. L'amplitude d'une impulsion « simple » est de $4,8\text{mV}$. L'impulsion ayant une amplitude double est une interaction indésirable entre deux photodiodes que l'on appelle « crosstalk ». Ces impulsions sont observées aux bornes d'une résistance de 50Ω , ce qui donne une impulsion de courant de $96\mu\text{A}$ pendant un temps de 50ns (temps mort).

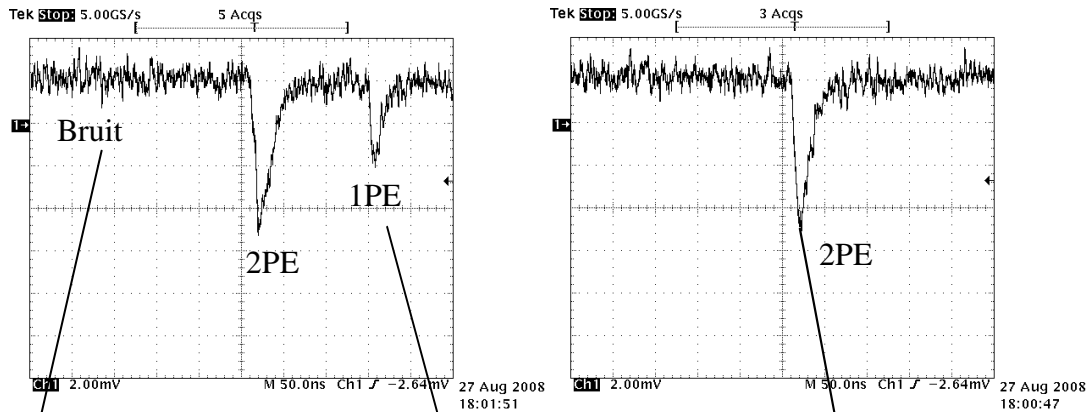


Figure 4.18 : Caractéristiques dynamiques de nos SiPM (8*8 photodiodes) avec 1PE et 2PE.

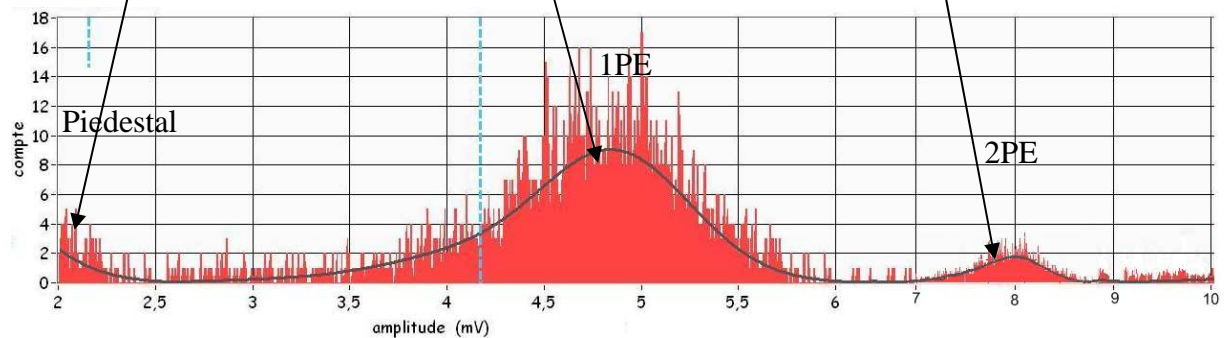


Figure 4.19 : Distribution des impulsions sur une charge de 50Ω de nos SiPM (8*8 photodiodes) dans le noir.

Réponse à une impulsion lumineuse :

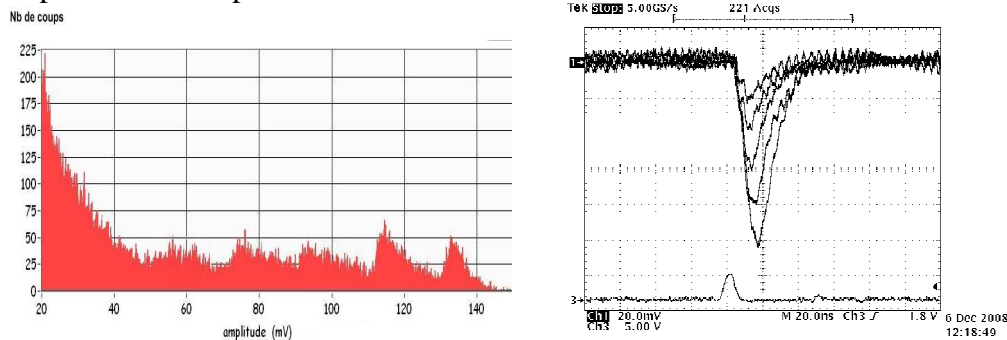


Figure 4.20 : Distribution des impulsions sur une charge de $5\text{k}\Omega$ de nos SiPM (8*8 photodiodes) avec une impulsion lumineuse.

4.3.3 Perspectives sur les imageurs

L'imagerie en mode Geiger n'existe pas à ce jour (2008) mais représente un enjeu très important dans le monde scientifique et surtout industriel. Le détecteur à réaliser peut être très différent suivant les applications. On ne peut concevoir un détecteur « imageur Geiger » qui puisse convenir à toutes les applications. Voici quelques exemples de détecteurs à développer dans le futur pour faire de « l'imagerie Geiger ».

Le détecteur : « imageur Geiger à haute densité de pixels » :

Il réalise une acquisition de lumière pendant un temps Δt_p . L'impulsion Geiger vient incrémenter un compteur. Le contenu de chaque compteur est ensuite envoyé vers un système d'acquisition (PC). La lecture de tous les compteurs peut être réalisée, soit par transfert de compteur soit par lecture directe de chaque compteur. Le temps de pose pour l'acquisition de l'image peut être de quelques nanosecondes jusqu'à la saturation des compteurs. Le temps de lecture (pour 1 million de compteurs de 16 bits) avec un FPGA classique (100 MHz) sera de 1 μ s à 10 μ s. Un autre avantage est de pouvoir recommencer l'acquisition de la lumière dans d'autres compteurs avant même la fin de la lecture de tous les compteurs. Si le temps d'acquisition est égal ou supérieur au temps de lecture, on pourra avoir une acquisition en continu sans perte d'information. Les données (compteurs) peuvent être enregistrées directement dans un FPGA ou un ASIC. Si celui-ci ne le permet pas, on peut utiliser une mémoire annexe. Celle-ci devra être suffisamment rapide en lecture-écriture pour ne pas saturer le FPGA. Les Figure 4.21, et Figure 4.22 illustrent cette idée. La première version, (avec un FPGA) permet de valider le concept, mais nous limite dans le nombre de pixels. La deuxième version illustre le futur de l'imagerie Geiger haute densité.

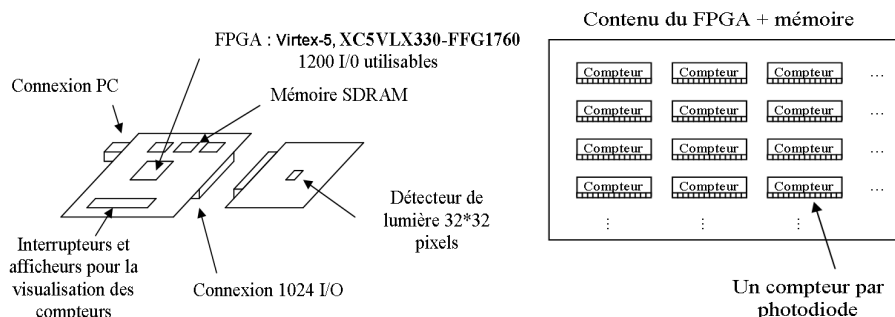


Figure 4.21 : Le détecteur « imageur Geiger à haute densité de pixels » : 1^{er} version

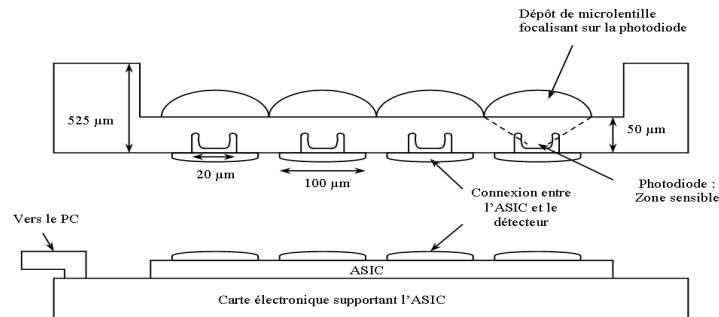


Figure 4.22 : Le détecteur imageur Geiger à haute densité de pixels : 2^{ème} version

Le détecteur imageur type matrice de SiPM:

Dans le domaine de l'astrophysique on recherche à voir des événements très rapides (quelques nanosecondes) et de très faibles flux lumineux, comme par exemple le flash Tcherenkov (voir chapitre n°5). Le détecteur le plus adapté jusqu'à hier, était le photomultiplicateur. Aujourd'hui le détecteur silicium à effet Geiger va le remplacer progressivement. Dans le futur on va chercher à reproduire certaines expériences qui utilisaient des matrices de photomultiplicateurs par des détecteurs en matrice, sur silicium. La Figure 4.17 est un exemple d'imageur Geiger formé par une matrice de SiPM.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les résultats expérimentaux de caractérisation de nos dispositifs et les avons comparés aux meilleurs dispositifs émergents à ce jour dans les laboratoires et les entreprises. Nous avons mis au point une méthode, permettant une caractérisation complète, pas à pas, des dispositifs, du mode statique au mode dynamique, tout en vérifiant la conformité aux simulations SILVACO, et au modèle initial.

Dans le mode statique nous avons mesuré le courant de fuite inverse. Ce courant de fuite, proche du picoampère à 20°C pour une photodiode de 20µm de diamètre, a été contrôlé sur plusieurs dizaines de photodiodes, et sur plusieurs dizaines de substrats. Nous avons utilisé cinq tailles de photodiodes différentes 20, 40, 60, 80 et 100µm de diamètre pour identifier l'origine du courant de fuite, dans le but d'optimiser ce paramètre pour une future production. Nous avons conclu à un courant de fuite majoritaire, de surface, avec une vitesse de recombinaison de 86 m.s⁻¹ et une durée de vie du porteur de 1,1 µs. Nous avons mesuré les différentes tensions de claquage des jonctions, elles sont conformes à nos attentes, et également l'homogénéité de la tension de claquage des photodiodes complètes, et sur la totalité du substrat. Nous évaluons la tension de claquage à 42,5 V avec une variation possible de ± 150 mV suivant la localisation (centre ou périphérie) sur le substrat. Ce qui peut engendrer une variation du gain plus ou moins importante suivant la taille de la photodiode. Cette variation de tension est conforme avec la variation de résistivité initiale, mesurée sur les plaques vierges. Cette grande homogénéité de tension de claquage nous donne un sérieux avantage dans la course à l'imagerie rapide et sensible. L'influence de la température a été contrôlée, le courant de fuite mesuré à 20V (indépendant de la température) est divisé par 2 pour une baisse de 8,5°C, et la tension de claquage diminue de 44mV pour une diminution de 1°C, ce qui est pratiquement identique aux dispositifs de Hamamatsu et également à la théorie de la physique du semi-conducteur. Nous avons toutefois mis en évidence des insuffisances sur les résistances d'extinction intégrés qui sont de valeurs trop élevées et empêchent l'obtention d'un temps mort de quelques nanosecondes. En effet nos résistances de quenching sont 10 fois trop grandes (1MΩ à la place de 100 kΩ). Ce paramètre pourra être amélioré en augmentant la dose d'implantation pour une prochaine production. Pour finir le mode statique nous avons mesuré les capacités des photodiodes, dans le but de prédire le gain en mode Geiger. Les résultats obtenus pour les capacités de jonction sont conformes à la théorie.

Dans le mode dynamique nous avons relevé à l'oscilloscope le signal de nos photodiodes en utilisant trois montages différents, présentant divers avantages et inconvénients. Suivant le montage utilisé nous avons fait varier différents paramètres (résistance d'extinction, résistance de lecture, alimentation, température) et observé les évolutions des chronogrammes. Nous avons mesuré le déclenchement thermique en fonction de la polarisation, de la taille de la photodiode, et de la température. Nous avons mis au point un système d'acquisition (carte FPGA + Labview) permettant de compter le temps qui sépare deux impulsions (thermique ou photonique), dans le but de faire de la statistique pour identifier les impulsions thermiques. Cet enregistrement de la dispersion des impulsions a permis l'amélioration du modèle, qui maintenant est ajusté sur des valeurs expérimentales, pour reproduire plus fidèlement la dispersion des impulsions thermiques. Toujours dans le but de diminuer le bruit thermique, nous avons étudié la coïncidence entre deux détecteurs identiques et constaté une réelle amélioration du signal. La coïncidence s'est révélée efficace pour mesurer des impulsions lumineuses courtes. Les résultats des SiPM et de l'imageurs SiPM, sont très bons en termes de gain et d'homogénéité de la tension de claquage. En revanche le bruit thermique devra être amélioré. Ces premiers résultats, très prometteurs vont permettre de réaliser dans le futur de grandes expériences en astrophysique que nous allons présenter dans le chapitre n°5.

chapitre 5

Les applications futures.

Introduction

Les chapitres précédents ont montré que nous avons le potentiel pour maîtriser la technologie des APD Geiger, et de l'appliquer pour produire toutes sortes de configurations, en tailles (10 à 100 μ m), formes (carrés, ronds...), configuration (diodes simples, SiPM (matrices de diodes) ou matrice de SiPM). Nous avons également vu ce que produisaient les deux principaux intervenants industriels (Hamamatsu et SensL) et quelques autres. A ce stade se pose la question, déjà abordée dans l'introduction de ce mémoire : que peut-on faire de ces composants, ont-ils un intérêt scientifique ou commercial, dans quels domaines, et avec quels avantages et inconvénients par rapport aux détecteurs classiques que sont les photomultiplicateurs. Autrement dit le travail accompli pour ce mémoire, et l'investissement humain et financier qui l'a accompagné, va-t-il trouver sa justification ? Nous en sommes heureusement convaincus, de même que les fabricants présents sur le marché (puisque ces composants sont maintenant en vente) ; c'est ce que nous allons exposer dans ce chapitre.

Nous passerons d'abord en revue rapidement les utilisations habituelles des photomultiplicateurs, puis nous verrons ce que proposent les fournisseurs du marché dans le domaine Geiger. Nous verrons l'ensemble des applications que l'on peut envisager. Enfin nous nous attarderons sur trois applications particulières, l'une en biologie, l'autre dans le médical, et la dernière en astrophysique THE, qui est bien évidemment l'application privilégiée dans notre environnement des Sciences de l'Univers. Nous décrirons aussi à ce niveau une expérience préliminaire effectuée fin 2006 au Pic du Midi. Dans chaque cas, nous verrons l'état de l'art disponible avec les PMT, et le gain permis par un changement de technologie. Nous verrons également que, selon les applications, une solution à base d'APD Geiger peut être adaptée (par exemple si un comptage de photons suffit) ; mais il faudra parfois mettre en œuvre des SiPM pour en utiliser la capacité d'analyse d'amplitude.

5.1 Applications courantes des photomultiplicateurs.

Comme il a été dit à diverses reprises, nous sommes encore dans un monde industriel et scientifique où le photomultiplicateur est roi, et à juste titre d'ailleurs. C'est un composant à la technologie éprouvée depuis une trentaine d'années, d'un coût abordable, et qui répond aux besoins en termes de sensibilité et de vitesse. Ses inconvénients pourraient être sa fragilité, son encombrement, sa sensibilité aux champs magnétiques, et les précautions d'utilisation (hautes tensions, protection contre l'éblouissement).

Il y a aujourd'hui dans le monde deux fabricants de photomultiplicateurs, couvrant 98% du marché : Photonis, en France, environ un quart du marché, et le Japonais Hamamatsu pour le reste. Dans quels domaines ces PMT sont-ils utilisés : voici par exemple un extrait du site Web de Photonis :

Photomultiplier tubes, also called phototubes in the past, are operating with a very high incorporated gain as well as reasonable quantum efficiency. This type of light detector with incorporated electron multiplier are used in detectors of nuclear medical imaging systems such as scintillation cameras (also called gamma camera) and positron emission tomography (also called PET). Such devices are also used in many industrial applications requiring low light level sensors such as Scintillation counting, oil well logging, drum

scanner, biomedical technologies, fluorescence Lifetime, measurement system, semiconductor processing and failure Analysis.

Many scientific fields also require this type of detectors such as high energy physics, nuclear and neutron physics, neutrino physics, telescopes. In some cases where a large number of channels is needed as well as compacity, multichannel, multianode or multipixel photomultiplier tubes are used.

Si l'on examine le détail du marché, du moins ce que les constructeurs mettent à disposition, on s'aperçoit qu'en fait, l'essentiel de ce marché est dans le domaine de la santé. Par exemple, une gamma caméra médicale incorpore des dizaines de PMT, et le système à un coût approchant le million d'euros, avec une résolution spatiale centimétrique. Nous verrons plus loin les gains que permettrait le passage à la technologie solide.

Voici par exemple ce que SensL annonce sur son site Web :

Applications of SiPM

- Nuclear Medicine
- Environmental Monitoring
- Nuclear Radiation Detection
- Homeland Security
- High Energy Physics
- X-Ray Detection
- Fluorescence Spectrometry
- Fluorescence Imaging

SensL's Position Sensitive / Multi-Anode Silicon Photomultiplier Array (SPMArray) is the first commercially available, solid-state, large array detector based on silicon photomultiplier technology. The SPMArray will be of particular interest to developers of detector systems for applications such as PET, Gamma Camera, and Radiation Detection for medical and security purposes and to those working with fluorescence applications requiring very sensitive detector arrays.

5.2 Disponibilités de composants solides sur le marché.

Nous avons examiné au chapitre n°4 les performances de quelques productions. Si l'on examine de près le marché naissant des SiPM, on s'aperçoit qu'il n'y a aujourd'hui que deux constructeurs capables de produire en masse, l'Irlandais SensL et le Japonais Hamamatsu. Les autres fournisseurs mentionnés au chapitre n°2 sont des start-up associées à des laboratoires universitaires, dont la capacité de production nous est inconnue.

La production industrielle est très récente ; Hamamatsu a annoncé la disponibilité de SiPM en novembre 2007, et a commencé à fournir en mars 2008 ; c'est également le cas de SensL à quelques mois près. La production est pour l'instant limitée à des SiPM unitaires, et un bloc 4X4 pour SensL, et des barrettes d'une dizaine de SiPM pour Hamamatsu.

Les prix de vente à l'unité sont aujourd'hui de l'ordre de 150 €. Nul doute qu'une production de masse fasse drastiquement baisser ce prix.

5.3 Les Applications.

5.3.1 En biologie : Expérience de retour de fluorescence après photo aveuglement (FRAP) Détection à haute sensibilité d'intensités de fluorescence.

En biologie et principalement dans les études des composants membranaires, lipides et protéines, il est important d'avoir une compréhension dynamique des phénomènes biologiques qui ont lieu. Ce qui nous intéresse tout particulièrement est la compréhension des mécanismes qui font qu'un signal externe à une cellule passe la membrane plasmique pour induire une réponse cellulaire.

Connaître de manière précise la dynamique de mouvement des lipides et protéines dans le plan de la membrane plasmique permet une meilleure compréhension des fonctionnements de ces entités.

Une approche pour mesurer la dynamique de diffusion est la mesure de FRAP (Fluorescence Recovery After Photobleaching). La mesure se fait sous microscope optique. Un échantillon est marqué avec des molécules fluorescentes. A un instant donné la fluorescence est éteinte (Photobleaching) dans une zone définie et de la réapparition de la fluorescence dans cette zone (provenant des zones adjacentes non éteintes) renseigne sur la vitesse de diffusion des molécules marquées.

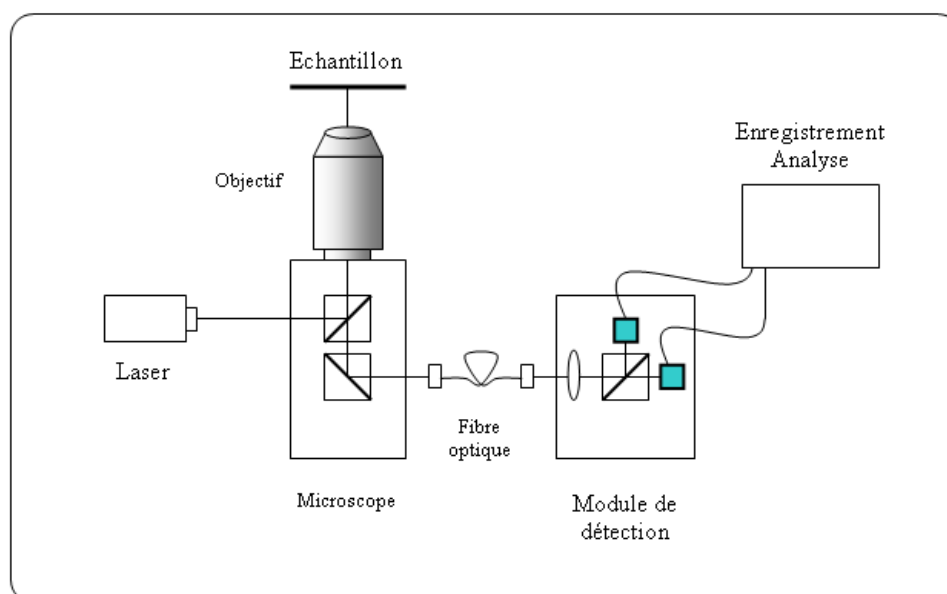


Figure 5.1 : Le FRAP

Cette expérience est classiquement réalisée en suivant une seule population de molécules marquées avec un seul type de marqueur fluorescent. Le montage sous microscope utilise un laser pour l'illumination et la photo dégradation. La détection de fluorescence au cours du temps se fait actuellement à l'aide d'un PMT.

Une évolution expérimentale d'intérêt dans cette expérience de FRAP serait de pouvoir suivre non pas une mais deux populations de molécules fluorescentes marquées à l'aide de traceurs fluorescents distincts en longueurs d'ondes d'excitation et d'émission. Il

serait possible de suivre ainsi dans une même expérience deux types de molécules et de visualiser si les termes de dynamique de diffusions sont les mêmes ou non.

Une autre évolution expérimentale importante serait l'amélioration de la sensibilité de détection par rapport à un PMT. En effet il est classique que lorsqu'on utilise ces détecteurs de fluorescence on soit obligé de marquer les membranes avec des quantités de marqueurs fluorescents qui ne sont plus compatibles avec les systèmes biologiques mais indispensables pour la détection des signaux.

On voit donc qu'ici, une solution technique utilisant deux APD Geiger serait bien adaptée. Il s'agit en effet de réaliser des comptages de photons sur deux voies, comme indiqué sur le schéma ci-dessus.

Le prototype de ce détecteur double est en cours de réalisation. La société Microtec a déjà réalisé, à l'aide des premières diodes qui ont été validées, un système de comptage, stabilisé en température, et avec un seuil réglable. Le logiciel de pilotage a déjà été développé. Il suffira d'ajouter la deuxième voie pour répondre aux besoins exprimés par les biologistes du FRAP. Les derniers choix à faire concerneront la taille et la forme des diodes retenues, pour qu'elles correspondent au mieux aux objets qui seront examinés sous microscope.

5.3.2 Projet de développement d'une Gamma-caméra médicale.

En médecine nucléaire, les gamma-caméras sont utilisées pour former des images des organes d'un patient auquel on aura injecté une radio-pharmaceutique spécifique à l'organe d'intérêt. La pharmaceutique est marquée avec un radio isotope émetteur de rayons gamma. Les photons émis sont détectés à travers des cristaux scintillants qui les convertissent en photons dont la longueur d'onde est utilisable par les photomultiplicateurs. Une matrice d'une centaine de PMT est typiquement utilisée pour localiser le photon (un événement) sur le cristal (500x400 mm), et donc pour former une image. Les signaux obtenus sont bruités et présentent des distorsions fonction de l'emplacement de l'événement. Un ensemble élaboré de traitements digitaux du signal est nécessaire afin d'obtenir des images exploitables cliniquement.

La caméra possède une collimation spatiale composée d'un collimateur à trous parallèles, permettant la sélection des photons γ qui frappent ce collimateur de façon perpendiculaire à sa surface. La collimation est essentielle pour déterminer l'origine des photons, puisqu'une focalisation optique est impossible pour des photons énergétiques. En ne conservant que les photons parallèles à l'axe, on réalise une projection de la source d'émission (l'organe ou les cellules d'intérêt) sur le détecteur de la caméra.



Figure 5.2: Exemple de gamma caméra en position pour une scintigraphie cardiaque.

Ensuite, une collimation énergétique évalue l'énergie des photons γ et ne retient que ceux ayant l'énergie caractéristique du radio-traceur. Ceci permet, entre autres, de rejeter les photons diffusés. Finalement la caméra détecte et comptabilise la position des photons acceptés à l'aide d'un écran scintillateur (transformant les photons γ en photons visibles), d'un système électronique et d'un logiciel. La quantité de matière radioactive pouvant être injectée au patient est faible et la sensibilité des collimateurs courants est faible (10^{-4} soit un photon sur 10000 émis). On ne dispose donc que de très peu de photons pour construire l'image. Il est donc essentiel de mesurer chacun avec le plus grand soin, en le localisant et en estimant son énergie correctement. On utilise pour cela des photomultiplicateurs. Ces dispositifs sont relativement volumineux. On ne peut donc pas en mettre autant que de pixels requis dans l'image finale. Cependant, puisqu'il est possible de faire de l'interpolation entre les photomultiplicateurs pour déterminer la position précise de scintillation. La résolution spatiale n'est donc pas limitée que par le nombre de dispositifs détecteurs. En effet, le principe de positionnement utilise le calcul du «centre de masse», et permet d'obtenir une résolution spatiale inférieure à la dimension des photomultiplicateurs. Le positionnement étant déterminé par statistique, le nombre de photons observés va limiter la précision de l'estimation.

Les énergies correspondant aux divers radioéléments utilisés en médecine nucléaires vont de quelques dizaines de KeV jusqu'au MeV, selon le type d'organe exploré, et la profondeur d'exploration souhaitée par le praticien. On l'a vu, une limitation est liée à la statistique de comptage. Par ailleurs, un PMT a un rendement quantique faible (20 à 25%). La surveillance des doses reçues est donc primordiale. Enfin, un matériau scintillant doit convertir les photons X et γ en photons visibles.

Comment peut-on améliorer la conception de tels appareils ? En fait, deux voies technologiques sont possibles, soit en substituant un SiPM à un PMT, soit en utilisant un matériau directement sensible aux hautes énergies.

Les détecteurs à base de semi-conducteurs CdTe / CdZnTe sont de bons candidats pour remplacer les détecteurs à base de scintillateur NaI(Tl) en imagerie médicale, et notamment en imagerie nucléaire. Outre leur compacité, ils présentent de très bonnes performances en termes de résolution en énergie, d'efficacité de détection et de résolution spatiale intrinsèque. Ils permettent également de disposer d'une nouvelle information, celle de profondeur d'interaction des photons dans le détecteur. Des développements sont donc en cours, par exemple au LETI. Grâce à l'information de profondeur d'interaction dans le détecteur et la pixellisation du détecteur dans les trous du collimateur, il est possible de gagner environ un facteur 5 sur l'efficacité (par rapport aux gamma caméras classiques d'Anger, à base de scintillateur NaI(Tl)) tout en maintenant une bonne résolution spatiale de l'image 2D. L'inconvénient reste encore la perte rapide d'efficacité de détection lorsque l'on dépasse quelques dizaines de KeV.

L'alternative serait donc de développer une gamma-caméra où les détecteurs seraient des SiPM associés à des scintillateurs segmentés à la taille du SiPM (environ un mm). Toute la technologie développée pour les gammas caméras classiques reste applicable pour la reconstruction d'image, avec un gain d'au moins 20 en résolution spatiale, et 2 à 3 en sensibilité. D'un point de vue clinique, ceci permet d'une part, de diminuer les doses injectées, ce que le patient appréciera, d'autre part d'obtenir une imagerie beaucoup plus fine, ce qui aidera au diagnostic, puis au geste opératoire.

En ce qui concerne les développements industriels, les trois principaux fournisseurs du domaine, GE, Philips et Siemens, un tel développement pourrait être mené en moins de deux ans, à partir de leurs savoir-faire, avant la phase de certification. Il est d'ailleurs vraisemblable que de telles études soient en cours.

5.3.3 Applications en astrophysique.

a) En astrophysique des hautes énergies (de quelques KeV à quelques dizaines de MeV)

Le CESR a développé depuis une trentaine d'années des détecteurs de rayonnements X et γ embarqués à bord de satellites, afin d'explorer l'Univers énergétique. La plus grande partie de ces détecteurs était constituée du couple classique scintillateur-photomultiplicateur. Il semble logique que, pour les prochaines années, le PMT soit remplacé par un SiPM durci vis-à-vis des radiations. Ceci permettrait une multiplication des voies d'analyse, comme cela avait été envisagé dans le projet EUSO, qui, embarqué sur l'ISS, devait, observer les fluorescences induites dans l'atmosphère par les rayons cosmiques d'énergie ultime. Le projet initial envisageait 80000 voies.

Le problème le plus délicat sera celui du couplage optique entre le scintillateur, qui convertit les photons gamma en photons visibles, et la face d'entrée du SiPM, car il faut éviter toute perte d'efficacité dans la chaîne.

b) Mesure du rayonnement cosmique au Pic du Midi

Pendant la phase de conception et de fabrication des composants, une réflexion a été menée parallèlement sur la viabilité d'une mesure de lumière Tcherenkov à l'aide d'APD-Geiger. Nous avons donc développé un démonstrateur dans ce but, dans la seconde moitié de 2006. A cette époque, nous ne disposions pas encore de nos composants, et nous avons donc utilisé des APD Hamamatsu classiques, du type S9073. Cette photodiode a une tension d'alimentation de 280V, et un gain de 50. Cependant, en la sur-polarisant, et avec une résistance de quenching en protection, on peut la faire fonctionner en mode Geiger.

Nous avons donc élaboré un système dont nous avons équipé le télescope de 60 cm (T60) du Pic du Midi. Ce dispositif photodétecteur comportait 3 APD lors d'une première campagne en octobre, et 5 pour la campagne de décembre 2006.

La raison de l'utilisation de détecteurs multiples est liée à la réjection du bruit de fond thermique. En effet, ces APD avaient un bruit de fond de 50 KHz. Or une gerbe Tcherenkov, créée par un rayon cosmique dans l'atmosphère, va se traduire par l'arrivée simultanée de bouffées de photons isochrones sur le détecteur. L'apparition d'une coïncidence double, triple, et au-delà, ne sera donc pas attribuée à un événement fortuit statistique, mais bien à un flash Tcherenkov. Ce point sur les statistiques de comptage a été abordé dans le chapitre n°4, et nous ne donnerons ici que l'essentiel du travail spécifique.

Dispositif expérimental :

Pour cette manipulation, nous avons utilisé un système électronique, dont le rôle est principalement, la polarisation des APD formant le détecteur. Nous avons utilisé le langage graphique LABVIEW pour la visualisation des résultats, et le langage VHDL pour programmer le FPGA ; dans notre circuit, il y a trois (ou 5) entrées directes V1, V2 et V3 (V4, V5), que nous noterons respectivement APD1, APD2 et APD 3 (APD4, APD5). Les coïncidences sont définies par le ET logique entre les impulsions de ces dernières entrées directes, il y a tous les types de coïncidence : doubles à quintuples, avec des compteurs associés à chaque cas.

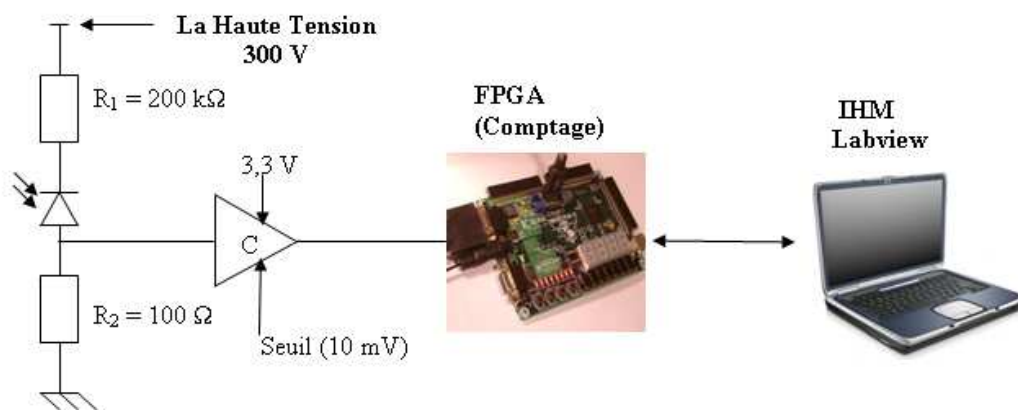


Figure 5.3 : schéma de principe d'acquisition et observation de signal.

Résultats obtenus.

Ce travail d'estimation a été fait jusqu'au degré 5. Ces calculs très simplifiés avec application numérique ne doivent pas être très faux car la fréquence observée à l'oscilloscope du signal et très proche.

On considère une photodiode avec un bruit de 50000cps.s-1.

Deux photodiodes identiques à celle considérée donnent un signal de coïncidence parasite compris entre 80 et 90 Hz.

Trois photodiodes identiques à celle considérée, donnent un signal de coïncidence parasite de 0,1 Hz.

Les résultats complets obtenus par application de la loi équiprobable sont reportés dans le tableau récapitulatif donné ci-dessous (Tableau 5.1) :

	Coïncidence parasite théorique	Coïncidence parasite obtenue
2	74 Hz	73 Hz
3	0,09 Hz (5 par minutes)	0,09 Hz (5 à la minute)
4	0,1 mHz (0,36 par heure)	0,1 mHz (0,36 à l'heure)
5	0,0001 mHz (3 par ans)	non mesurable

Tableau 5.1 : Tableau récapitulatif des coïncidences attendues et obtenu dans le noir.



Figure 5.4 : Notre dispositif à 5 photodiodes installé sur le télescope de 60 cm.

Résultats obtenus avec le rayonnement cosmique

Après validation de l'appareillage décrit ci-dessus au sol, en salle obscure, nous avons donc pris quelques mesures en ambiance astronomique, en utilisant le télescope T60 du Pic du Midi. Il a en effet l'avantage d'être facilement disponible, et il bénéficie d'un excellent support technique. Par ailleurs, le choix du site est également intéressant en raison de l'altitude (2875m) car la gerbe est plus développée qu'au niveau du sol.

A partir des taux de coïncidences attendus, on voit bien qu'au-delà d'une coïncidence triple, les comptages ne peuvent être attribués qu'à des événements cosmiques, car les coïncidences fortuites (celles dues aux déclenchements thermiques) sont très rares.

Nous avons donc utilisé un système à cinq voies avec les coïncidences doubles, triples, quadruples, et la coïncidence quintuple. Les comptages observés sont donc dus aux diverses composantes du rayonnement cosmique (pions, muons, électrons...). Leur composition est bien connue voir par exemple [Réf 5. 1] et [Réf 5. 2].

Cependant, remonter à un spectre absolu est très difficile avec notre instrument « artisanal », car les efficacités de conversion seraient très longues à établir, bien que l'on sache que l'indice spectral soit de -2,7. Heureusement, on peut faire une mesure relative de la distribution angulaire en fonction de l'angle zénithal, qui doit varier comme le cosinus de cet angle zénithal.

Nous avons donc fait une série de mesures, en normalisant au comptage mesuré à la verticale. Les résultats des mesures sont présentés ci-dessous :

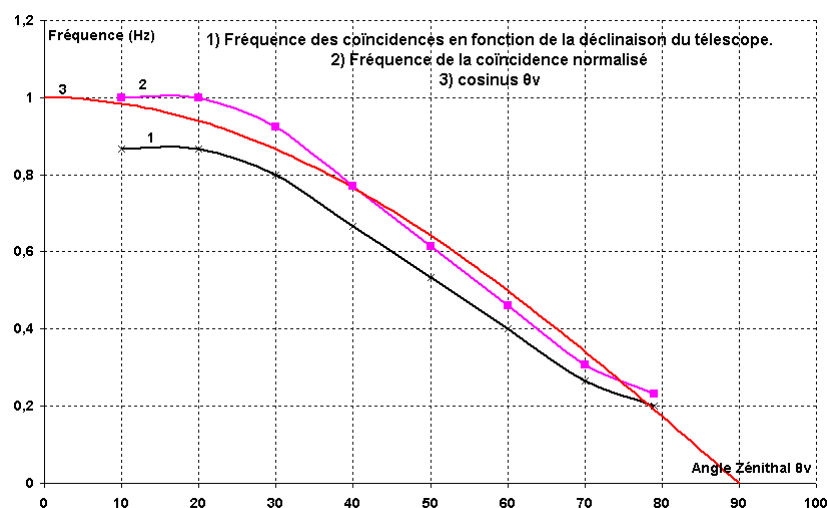
L'angle zénithal de visée (symbole θ_v) est une mesure angulaire (en degrés) par rapport à la verticale (zénith) (la direction directement vers le haut correspondant à 0° et l'horizon à 90°).

Lieu : Pic du Midi du Bigorre

Température : 6°C

Altitude : 2877 m

Jour : 16 Décembre 2006 : 0H00 à 5H00 AM



Graphique 5.1 : Flash de lumière enregistré par le système.

Cette courbe, Graphique 5.1 suit très bien la variation attendue voir [Réf 5. 5] et Figure 5.5. On peut donc en conclure que, même avec des moyens très faibles, on peut valider le principe d'une mesure de rayonnement Tcherenkov à l'aide de dispositifs Geiger.

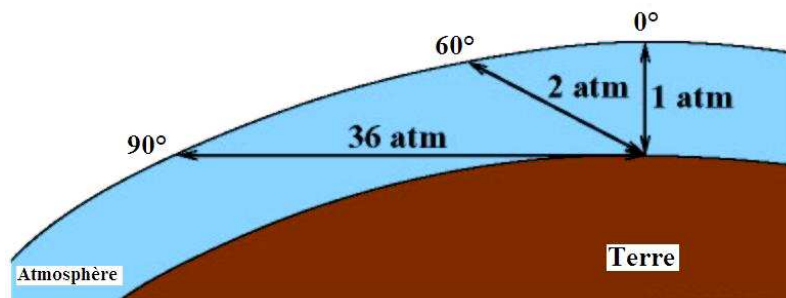


Figure 5.5 : Profondeur d'atmosphère traversée par les gerbes atmosphériques pour des angles zénithaux de 0, 60 et 90 °. Une atmosphère équivaut à peu près à 1000 g.cm-2 [Réf 5. 5]

c) En astrophysique des très hautes énergies (de quelques dizaines de GeV à quelques centaines de TeV)

Nous sommes ici dans le domaine de l'astronomie THE, avec des expériences comme HESS et MAGIC. A ces énergies, les flux de rayonnements sont très faibles, et on ne peut pas les mesurer dans l'espace, car la surface de détection devrait être gigantesque. Heureusement, la nature nous a fourni deux atouts. D'abord une atmosphère qui convertit les particules cosmiques de très haute énergie en une cascade particules-photons ultra-relativistes (et qui accessoirement nous protège des effets néfastes des rayonnements sur les noyaux des cellules). Ensuite, un effet de l'électrodynamique quantique, l'effet Tcherenkov, qui à son tour va se traduire par ce bref flash de lumière dont nous parlons depuis l'introduction de ce mémoire (et que nous pensons avoir observé dans notre démonstrateur au Pic du Midi).

Les télescopes Tcherenkov actuels répondent très bien aux besoins de détection. Prenons par exemple le cas de HESS-II, actuellement en construction, et qui doit entrer en fonction au printemps 2009. C'est le colosse de la catégorie II est constitué d'abord d'un miroir parabolique segmenté de 28m de diamètre. La structure métallique, avec le système azimutal d'orientation, pèse plus de 500 tonnes. Ce miroir concentre les rayons lumineux incidents dans un cône de 4° d'ouverture sur la caméra, le système imageur, située au foyer, à 36m. Cette caméra est elle-même constituée de 2048 PMT Photonis, quasi-identiques à ceux de HESS-I, équipés de cônes de Winston pour améliorer la collection de lumière. Cette caméra est portée par une structure cubique de 2m de côté, pesant 2 tonnes. Les signaux issus des PM sont analysés selon 3 voies, afin de permettre le déclenchement en cas de détection par la logique, puis l'enregistrement des informations, et enfin le suivi des caractéristiques des sous-systèmes. Le coût de cette expérience, qui regroupe une dizaine de pays, est de l'ordre de 10M€.

Comment pourrait-on améliorer la conception de la prochaine génération de télescopes, avec un rapport coût/gain scientifique notablement amélioré ? Nous sommes en effet dans la phase de définition de la prochaine génération, nommée CTA (Cerenkov Telescope Array). Il s'agit de développer un réseau mondial, et des groupes de travail réfléchissent aux futurs détecteurs, types de réseau, types de miroir, etc. L'option par défaut choisie pour le détecteur est le PMT, puisque cette technologie, y compris la chaîne électronique, est déjà bien maîtrisée.

Dans une première phase, en prenant l'exemple de Hess, il serait très facile de substituer un « PM à SiPM » à un PM classique. Un tel PM-SiPM est facile à réaliser. Un

SiPM a une dimension de l'ordre du mm, alors qu'un PM de Hess fait un pouce de diamètre, pour une longueur, avec son convertisseur, de 25 cm. Le schéma ci-dessous illustre le parallèle entre les deux montages. En haut, le montage à PMT, diamètre un pouce, comportant le PMT, son convertisseur fournissant 1000V, et sa connectique.

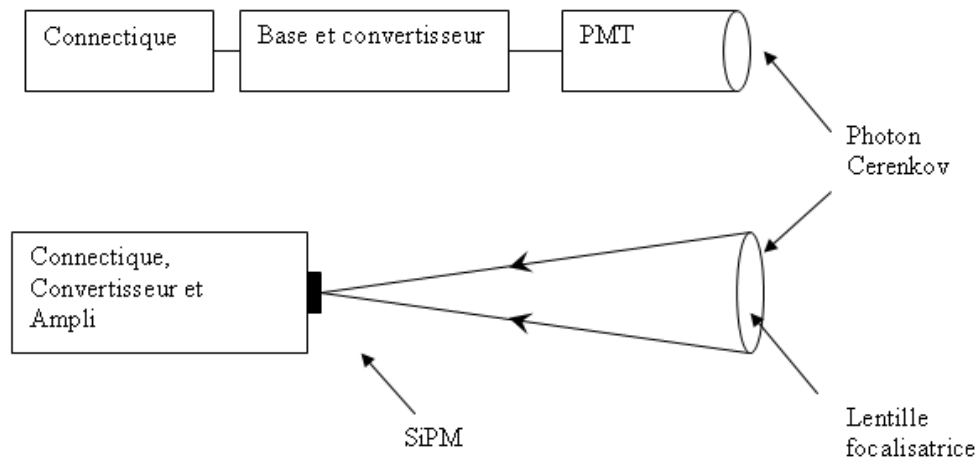


Figure 5.6 : Remplacement d'un PM par un SiPM.

En-dessous, le montage à SiPM, avec une lentille à focale adaptée, d'une part au diamètre de l'ensemble (1 pouce), d'autre part à la taille du SiPM. On pourrait ainsi substituer directement dans la caméra un tel PM solide à un PMT, la mécanique et la connectique étant conçues compatibles.

Que constaterait un utilisateur habitué aux PMT ?

D'abord, un gain en efficacité quantique (de 0.25 à 0.6 ou 0.7). Ensuite, grâce à l'excellente résolution du SiPM, on pourrait relever le seuil à 3 ou 4 photoélectrons (p.e.) ce qui permettrait d'améliorer la réjection du bruit de fond. Ce travail de conception a déjà été réalisés, les tests sont en cours et seront présentés à la dernière réunion HESS de septembre 08. La substitution PMT – SiPM peut donc avoir un intérêt scientifique et technique. Mais si l'on en restait à ce niveau, ce serait une amélioration bien maigre. Le gain financier lui-même serait modeste. Comment aller bien plus loin ?

d) Vers un CTA-Geiger

N'oublions pas que la maîtrise de la technologie de fabrication nous ouvre les portes d'une véritable intégration. Jusqu'ici, le leitmotiv des tenants du PMT pour CTA était « no fancy technology », ce qui est compréhensible du point de vue de la fiabilité, mais dommageable pour l'innovation. Si l'on veut aller vers cette voie, il faut donc proposer un système qui ouvre un verrou technologique.

Voici donc le projet que nous allons soumettre à la communauté CTA, que nous nommerons CTA-Geiger.

Nous avons réalisé divers échantillons de SiPM, dont des matrices 8X8. Ce bloc de 64 éléments sera notre module de base. Sa dimension sera de l'ordre du cm², et les 64 photo-détecteurs seront quasiment jointifs, surtout avec une structure de base hexagonale.

Il faut associer à ces détecteurs une électronique front-end. L'IN2P3 a développé des ASIC à 8 voies pour PMT, puis pour SiPM. Il est envisagé dans une nouvelle collaboration

d'adapter un ASIC spécifique à 64 voies à notre module de base. Cet ASIC intégrerait également les trois fonctions de l'électronique de HESS mentionnées ci-dessus. Un tel module aurait donc un volume de l'ordre du litre.

Construire une caméra complète reviendrait à rassembler 8X8 de ces modules, ce qui donnerait une caméra à 4096 pixels pesant une cinquantaine de Kg, à comparer aux plus de deux tonnes de HESS-II.

Le coût de HESS-II est pour la plus grande partie liée à sa mécanique très lourde, en raison du poids de la caméra. Avec une caméra légère, on pourrait drastiquement abaisser ce coût, surtout si de surcroît on étudie une structure composite. Ce bilan financier reste à faire, mais tout compris, on pourrait construire une caméra type HESS-II pour 1M€, et HESS-I pour 200 à 300 K€.

Un projet d'installation d'un télescope Geiger innovant est en cours d'étude. Un plan de financement, soumis aux diverses institution (UPS, INSU, IN2P3, Conseil Régional...) devrait permettre la mise en place rapide de ce démonstrateur, qui servirait de modèle, pour plus d'une centaine d'exemplaires au future CTA. Nous espérons une « première lumière » de la nébuleuse du Crabe fin 2009.

Bien sur, il y a dans cette approche beaucoup d'approximations. Toute l'électronique n'est pas compressible, en particulier les triggers. Mais ce n'est que par cette voie de l'intégration que le monde du silicium montrera sa supériorité sur le monde des tubes à vide.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre l'aspect utilitaire de ces nouveaux composants. Nous avons pris conscience de l'impact scientifique et commercial créé par ces détecteurs. Cette nouvelle technologie sur silicium peut intervenir dans toutes les applications où il y a un photomultiplicateur et le remplacer. Les applications sont donc très vastes. La croissance de ces détecteurs est très rapide et dépassera inévitablement plus de 40 ans de développement du photomultiplicateur en quelques années, de la même façon que les écrans LCD ont remplacé les vieux tubes cathodiques à faisceaux d'électrons. Actuellement (2008) cette technologie commence à être plus performante que le PM sur plusieurs points. Nous avons présenté trois applications : biologie, médicale, et astrophysique. Les avantages d'aujourd'hui et de demain, qui ont été présentés, vont sans aucun doute révolutionner ces domaines d'activités. Nous avons présenté dans ce chapitre une première expérience d'astrophysique pour la mesure de flash Tcherenkov, utilisant normalement des photomultiplicateurs. Cette expérience, utilisant ces nouveaux détecteurs, a été installée au Pic du Midi. Les résultats obtenus sont prometteurs. Le remplacement des photomultiplicateurs par une technologie semi-conducteur a déjà commencé.

Conclusions et perspectives

Ce travail de thèse est motivé par la perspective de pouvoir à terme, remplacer les photomultiplicateurs à dynodes par des dispositifs solides : les SiPM. Cette hypothèse nous intéresse beaucoup pour les applications en Astrophysique mais d'autres applications sont possibles notamment en biologie comme détecteur de fluorescence et de luminescence.

L'idée du fonctionnement Geiger, dans les jonctions pn, est connue dans son principe depuis 1964 [Réf 2. 16] [Réf 5. 3] mais il a fallu attendre 1998 [Réf 1. 36] pour voir apparaître, au niveau recherche, un dispositif multipixel, qui soit réellement attractif, permettant des détections ultimes, ayant des surfaces sensible millimétriques. Ces détecteurs sont commercialisés par Hamamatsu et SensL depuis 2008. Le dispositif est donc nouveau et fait l'objet de développements technologiques dans plusieurs pays, aux USA, au Japon, en Europe ... Le travail que nous présentons s'inscrit dans cette série d'efforts.

Il s'inscrit dans une collaboration entre le CERN, le LAAS, et la société MICROTEC. Le CERN (Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements) a été le laboratoire d'accueil pour une thèse réalisée dans le cadre d'une convention CIFRE, entre l'entreprise MICROTEC et le CERN. Les développements technologiques ont été réalisés dans la centrale de technologie du LAAS (Laboratoire d'Architecture et d'Analyse des Systèmes), dans le cadre d'une procédure d'accueil « projets_RTB ». Le LAAS et notamment le groupe MIS aujourd'hui N2IS (Nano Ingénierie et Intégration des Systèmes) a contribué au développement technologique de ce travail.

Le programme de travail général sur le SiPM comportait initialement une étape de mise au point technologique qui est l'essentiel de ma contribution de thèse. Une deuxième étape porte sur l'extension du concept vers l'imagerie, ce qui constitue le sujet de thèse de mon collègue JRADI Khalil [Réf 1. 39]. Les photodiodes utilisées dans le mode Geiger doivent être environnées par de l'électronique pour pouvoir être exploitées. Cet aspect de ce travail a été en partie réalisé au CERN et aussi avec l'entreprise MICROTEC.

Pour entrer davantage dans le travail qui m'a été confié, nous l'avons présenté en cinq chapitres dont nous allons résumer ci-après les principaux résultats.

Le chapitre n°1 a rappelé l'état de l'art en matière de détecteurs optiques ultra sensibles. Le composant classique est le photomultiplicateur à dynode (PM) qui utilise une photocathode sensible dans un large domaine de longueur d'onde (400 à 800 nm) et des multiplicateurs d'électrons basés sur le phénomène d'émission secondaire. L'intérêt de ce dispositif est qu'il détecte sur une grande surface sensible pouvant atteindre plusieurs centimètres carré. Il dispose d'un gain global compatible avec la détection du photon unique : c'est-à-dire de l'ordre de 10^6 électrons par photon. Les inconvénients sont de devoir travailler avec des hautes tensions continues ($>1000V$), d'être très sensible aux champs magnétiques, d'être disponible seulement avec un prix et un poids élevés, et surtout la quasi impossibilité de réaliser de l'imagerie à très forte densité de points ($>$ un million). Les photodiodes polarisées dans le mode Geiger sont des dispositifs « à l'état solide » dont le principe s'appuie sur l'effet de multiplication par avalanche dans les semi-conducteurs. On peut sur ce principe réaliser des détecteurs de très petite surface (diamètre $< 100\mu m$) de très grande performance (Gain $>10^6$) et depuis plus récemment, avoir des détecteurs multi-cellules permettant d'avoir des surfaces de détection supérieures au millimètre carré. Chaque cellule (photodiode) étant équipée d'une résistance permettant l'extinction de l'avalanche : « quenching ». C'est cette architecture nouvelle qui a créé le mouvement d'intérêt et motivé notre programme de travail, en relation avec la problématique de l'astrophysique.

Le chapitre n°2 s'est attaché à établir les modèles de ce composant nouveau : modélisation physique et électrique du dispositif élémentaire. Le modèle électrique que nous avons proposé est simple puisqu'il annonce l'arrivée d'un photon à l'actionnement d'un interrupteur. Nous établissons dans ce chapitre, toutes les lois permettant de paramétrer ce modèle avec la réalité d'une réalisation. Le modèle physique se fonde sur les équations du phénomène d'avalanche et traite en une seule équation le mécanisme de création de l'impulsion et le mécanisme d'arrêt puis la recharge capacitive. Ces deux modèles sont codés en VHDL-AMS pour pouvoir être utilisés dans la CAO du circuit électronique de polarisation. La fin de ce chapitre est consacrée à la conception d'un dispositif original fondé sur la recherche d'une homogénéité de comportement pour tous les dispositifs d'une même plaque et sur la recherche d'une grande qualité de fabrication promettant la préservation de la durée de vie des porteurs de charge. Tout cela conduit à une conception originale qui comporte une zone frontale où se produit l'avalanche et une zone latérale protégeant le mécanisme et la zone frontale par un anneau de garde. Toutes les performances attendues peuvent être évaluées pour être conformes au cahier des charges.

Le chapitre n°3 définit le processus technologique que nous avons conçu et mis en œuvre. Deux paramètres font l'objet d'un suivi exceptionnel :

1) L'homogénéité du dopage de la jonction pn, où se développe l'avalanche, fixe la tension de claquage de la photodiode. Les variations de dopage, mises en évidence, par la mesure et par la modélisation, qui causent de grandes dispersions de tension de claquage et de gain, d'une photodiode à l'autre sont minimisées.

2) La durée de vie des porteurs de charge dont on constate que nous perdons un facteur 10 entre les valeurs initiales et terminales, tombant à 1µs à la fin du processus technologique. Cette valeur est compatible avec nos ambitions de mettre les courants de fuite plus petits que 1pA/cm² mais n'est totalement satisfaisante.

Le chapitre n°4 présente les résultats expérimentaux de nos dispositifs, ainsi que les comparaisons avec les meilleurs dispositifs émergents à ce jour, dans les laboratoires et les entreprises. Nous avons mis au point une fiche de caractérisation très complète, statique et dynamique, et vérifié la conformité aux simulations SILVACO, et au modèle initialement mis au point. Les performances obtenues sont résumées dans les deux tableaux ci-dessous :

STATIQUE							
Tension de claquage à 20°C	Durée de vie	Capacité ϵSiO_2	Résistance	Sensibilité pour $M=1 \lambda=810\text{nm}$	recombinaison	Temperature	Courant de fuite à 20°C
$V_{br}=42,5\text{ V}$ Homogénéité $\pm 150\text{mV}$	début de processus : 10 µs fin de processus : 1,1 µs	$\epsilon\text{SiO}_2 = 0,43 \cdot 10^{-12} \text{ F.cm}^{-1}$ Photodiode de 20 µm : 20fF	200 kΩ.µm	0,38 A.W ⁻¹	86 m.s ⁻¹	facteur 2 pour 8,5°C à 25V $V_{br} : 44 \text{ mV.}^\circ\text{C}^{-1}$	20 µm de diamètre 1pA

DYNAMIQUE					
Taille \varnothing	Gain obtenu		DCR		Temperature pour $\Delta V=2\text{V}$
	$\Delta V=1\text{V}$	$\Delta V=5\text{V}$	$\Delta V=1\text{V}$	$\Delta V=5\text{V}$	
15 µm	100 000	250 000	300 Hz	2 kHz	facteur 2 pour 9,5°C
30 µm	250 000	1 300 000	10 kHz	50 kHz	

Tableau 2 : Résultats obtenus de nos dispositifs.

Ces performances sont, compte tenu qu'il s'agit d'une première étape de prototypage, excellentes déjà et comparables avec les résultats publiés dans la littérature.

Le chapitre n°5 présente l'aspect utilité de ces nouveaux détecteurs : l'intérêt scientifique et commercial. Nous prenons rapidement conscience du très vaste rayon d'action de ces composants. On peut conclure en disant : « là où aujourd'hui il y a un photomultiplicateur, il y aura demain un détecteur de technologie semi-conducteur ». L'échange se fera évidemment avec des avantages et des inconvénients suivant les domaines d'applications.

Ce travail de thèse a permis de maîtriser une nouvelle filière technologique permettant de réaliser des nouveaux dispositifs (SiPM et APD-Geiger) pour le comptage photonique. Dans cette thèse, nous avons beaucoup travaillé sur l'importance de l'homogénéité de la tension de claquage dans le but de réaliser, plus tard, des détecteurs pour l'imagerie. Nous avons déjà fait fonctionner des matrices de photodiodes (SiPM) voir Figure 4.19, et nous avons même déjà commencé la conception d'imageurs, voir Figure 4.17. Les perspectives de cette thèse sont donc principalement orientées sur la réalisation de détecteurs à haute densité de pixels.

Après cette thèse, les perspectives sont :

- la valorisation à travers un démonstrateur industriel (brevet, création d'entreprise ...).
- la réalisation d'autres imageurs toujours dans le cadre de cette collaboration LAAS/CESR, à travers une thèse [Réf 1. 39] orientée sur l'imagerie (à haute densité de pixels).
- le montage d'un télescope Cerenkov à travers un post doctorat pour installer, au Pic du Midi, les imageurs dont nous disposons actuellement (SiPM 64 voies, voir Figure 4.19) et les imageurs futurs.

Référence

- Réf 1. 1 : I.A. Belolaptokov et al, for the BAIKAL Collaboration, *Astropart. Phys.* 7 (1997) 263
- Réf 1. 2 : B.K. Lubsandorzhiev, Photodetectors of Lake Baikal Neutrino Experiment and Tunka
- Réf 1. 3 : K. Hanson, U.W. Madison, IceCube phototube requirements, 2003-02-10
- Réf 1. 4 : J. Ahrens et al, for the Ice Cube Collaboration, Preliminary design report, 2001, disponible sur http://icecube.wisc.edu/pub_and_doc/9000-0010.curr.pdf
- Réf 1. 5 : ANTARES Collaboration, Technical design report, 2001, disponible sur <http://antares.in2p3.fr/Publications/TDC/v1r0>
- Réf 1. 6 : S. Basa, Photomultipliers activity inside the ANTARES project, *Nucl. Instrum. Methods Physics A*, 442 (2000) 02-98
- Réf 1. 7 : E.G. Anassontzis et al, The optical module for the NESTOR neutrino telescope, *Nucl. Instrum. and Methods Physics A*, 479 (2002) 439-455
- Réf 1. 8 : K.F. Grieder et al, for the NESTOR Collaboration, *Nuovo Cimento C* 24 (2001) 951
- Réf 1. 9 : M. S. Musumeci, Construction and deployment issues for a km underwater detector: The NEMO experience, *Nucl. Instrum. Methods Physics A*, in press
- Réf 1. 10 : P. Piatelli et al, for the NEMO Collaboration, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 143 (2005) 359
- Réf 1. 11 : J. Boger et al, The Sudbury Neutrino Telescope, *Nucl. Instrum. Methods Physics A*, 449 (2000) 172-207
- Réf 1. 12 : C.J. Jillings et al, The photomultiplier tube testing facility for the Sudbury Neutrino Observatory, *Nucl. Instrum. Methods Physics A* (1996) 421-429
- Réf 1. 13 : B.T. Fleming et al, Photomultiplier tube testing for the MiniBooNE experiment, <http://www-boone.fnal.gov/slides/talks/proceeding/btfleming/IEEE-01.pdf>
- Réf 1. 14 : S.J. Brice et al, Photomultiplier tubes in the MiniBooNE experiment, *Nucl. Instrum. Methods Physics A* 562 (2006) 97-109 Bibliographie 10 7
- Réf 1. 15 : Ranucci et al, Performances of the photomultiplier EMI9351 for underground physics application, *Nucl. Instrum. Methods Physics A*, 333, Issue 2-3 (1993), 533-559
- Réf 1. 16 : Ianni et al, The measurement of 2200 ETL 9351 type photomultipliers for the Borexino experiment with the photomultiplier testing facility at LNGS, *Nucl. Instrum. Methods Physics A* 537 (2005) 683-697
- Réf 1. 17 : W. Jiang, Pulse measurement for the 17-inches KamLAND photomultiplier tube, Phd at the University of Tennessee, Knoxville, (august 2002), <http://vlsi1.engr.utk.edu/~wjiang/pmt.pdf>
- Réf 1. 18 : A. Suzuki, Improvement of 20 in. diameter photomultiplier tube, *Nucl. Instrum. Methods Physics A*, 329 (1993) 299-313
- Réf 1. 19 : H. Kume et al, 20 inch diameter photomultiplier, *Nucl. Instrum. Methods Physics A*, 205 (1983) 443-449
- Réf 1. 20 : Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System VERITAS: the Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System, F.Krennrich et al. *New Astronomy Reviews*, 48, 345-349, (2004)
- Réf 1. 21 : Periodic Very High Energy γ -Ray Emission From LS I+61 α 303 Observed With The MAGIC Telescope J. Albert et al., *Astrophys. J. subm.* (2008)
- Réf 1. 22 : VHE Gamma-Ray Observation of the Crab Nebula and Pulsar with MAGIC J. Albert et al., *Astrophys. J.* 674 (2008) 1037
- Réf 1. 23 : Discovery of very-high-energy gamma-ray emission from the vicinity of PSR J1913+1011 with H.E.S.S. ; H.E.S.S. collaboration, F. Aharonian et al. *Astron. Astrophys.* 484 (2008) 435-440
- Réf 1. 24 : S.O. Flyckt, C. Marmonier, Photomultiplier tubes: principles & Applications, Photonis, 2002
- Réf 1. 25 : Electron Tube Limited (ETL) brochure, understanding photomultiplier, <http://www.electrontubes.com/pmt/understanding.html>
- Réf 1. 26 : Photonis, Avenue R. Roncier, B.P. 520, 19106 Brive Cedex, France, <http://www.photonis.com>
- Réf 1. 27 : Hamamatsu Photonics K.K., <http://www.hamamatsu.com>
- Réf 1. 28 : Electron Tube Limited, <http://www.electrontubes.com/>
- Réf 1. 29 : These de doctorat, Présentée par Damien DORNIC, Développement et caractérisation de Photomultiplicateurs hémisphériques, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. 29 septembre 2006
- Réf 1. 30 : Equivalent-circuit parameters of a silicon avalanche photodiode, 1976, Ozeki, Takeshi, Watanabe, A. 144-145, 2007-07-11
- Réf 1. 31 : APD detectors for biological fluorescence spectroscopy, S. Mazères, V. Borrel, C. Magenc, J.L. Courrech and R. Bazer-Bachi, *NIM : Volume 567*, 1 November 2006, Pages 255-259

- Réf 1. 32 : THESIS : LOW TEMPERATURE OPERATION OF APD FOR QUANTUM CRYPTOGRAPHIC APPLICATIONS, APRIL 2005 IN PARTIAL FULFILLMENT OF THE REQUIREMENTS
- Réf 1. 33 : Performance of Large-Area Avalanche Photodiodes at Liquid Nitrogen Temperature, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 49, NO. 3, JUNE 2002, 971, 976 M. Moszyn'ski, Member, IEEE, W. Czarnacki, M. Szawlowski, Member, IEEE, B. L. Zhou, M. Kapusta, D. Wolski, and P. Schotanus
- Réf 1. 34 : These de W.J.Kindt Geiger Mode Avalanche Photodiode Arrays for spatially resolved single photon counting university Delft
- Réf 1. 35 : http://www.cta-observatory.org/CTA_links.html
- Réf 1. 36 : <http://www.SensL.com>
- Réf 1. 37 : SiPM for fast Photon-Counting and Multiphoton Detection; P. Eraerds, M. Legré, A. Rochas, H. Zbinden, N. Gisin : Group of Applied Physics, University of Geneva : Received 9 Jul 2007; revised 5 Oct 2007; accepted 16 Oct 2007; published 19 Oct 2007 : 29 October 2007 / Vol. 15, No. 22 / OPTICS EXPRESS 14539
- Réf 1. 38 : <http://www.idquantique.com>
- Réf 1. 39 : Jradi KHALIL (pubil pour dire qu'il existe)
- Réf 1. 40 : R.T. Thew, S. Tanzilli, L. Krainer, S. C. Zeller, A. Rochas, I. Rech, S. Cova, H. Zbinden, N. Gisin, "Low jitter up-conversion detectors for telecom wavelength GHz QKD," New J. Phys. 8, 32 (2006).
- Réf 1. 41 : H.Takesue, S.W. Nam, Q. Zhang, R. H. Hadfield, T. Honjo, K. Tamaki, Y. Yamamoto, "Quantum key distribution over 40 dB channel loss using superconducting single photon detectors," Nature Photonics 1, 343 (2007) (revised version).
- Réf 1. 42 : K. J. Gordon, V.Fernandez, G.S. Buller, I. Rech, S.D. Cova, P.D. Townsend, "Quantum key distribution system clocked at 2 GHz," Opt. Express 13, 3015-3020 (2005).
- Réf 1. 43 : R.J.Collins, R.H. Hadfield, V. Fernandez, S.W. Nam, G.S. Buller, "Low timing jitter detector for gigahertz quantum key distribution," Electr. Lett. 43, 180-182 (2007).
- Réf 1. 44 : H. Takesue, E. Diamanti, C. Langrock, M. M. Fejer, Y. Yamamoto, "10-GHz clock differential phase shift quantum key distribution experiment," Opt. Express 14, 9522-9530 (2006).
- Réf 1. 45 : C.Straubmeier, G.Kanbach, F. Schrey, "OPTIMA : A Photon Counting High-Speed Photometer," Exp.Astr. 11, 157-170 (2001).
- Réf 1. 46 : G. Naletto, C. Barbieri, T. Occhipinti, F. Tamburini, D. Dravins, "Very fast photon counting photometers for astronomical applications: from QuantEYE to AquEYE," Proceedings SPIE Europe, Prague 07, 6583A-10 (2007).
- Réf 1. 47 : E.Grigoriev, A.Akindinov, M.Breitenmoser, S.Buono, E.Charbon, C. Niclass, I. Desforges, R. Rocca, "Silicon photomultipliers and their bio-medical applications," et al., Nucl. Instrum. Methods 571, 130-133 (2007).
- Réf 1. 48 : Buzhan et al., Nucl. Instrum. Methods 504, 48-52 (2003).
- Réf 1. 49 : V.Golovin, V. Saveliev, "Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation," Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 518, 560-564 (2004).
- Réf 1. 50 : A.N. Otte, J. Barral, B. Dolgoshein, J. Hose, S. Klemin, E. Lorenz, R. Mirzoyan, E. Popova, M. Teshima, "A test of silicon photomultipliers as readout for PET," Nucl. Instrum. Methods 545, 705-715 (2005).
- Réf 1. 51 : E.Diamanti, C.Langrock, M.M. Fejer, Y.Yamamoto, "1.5 μ m photon-counting optical time-domain reflectometry with a single-photon detector based on upconversion in a periodically poled lithium niobate waveguide," Opt. Lett. 31, 727-729 (2006).
- Réf 1. 52 : M. Legré, R.T. Thew, H. Zbinden, N. Gisin, "High resolution optical time domain reflectometer based on 1.55 μ m up-conversion photon-counting module," Opt. Express 15, 8237-8242 (2007).
- Réf 1. 53 : Avalanche Effects in Silicon p—n Junctions. I. Localized Photomultiplication Studies on Microplasmas : J. Appl. Phys. 34, 1581 (1963); DOI:10.1063/1.1702639 : R. H. Haitz, A. Goetzberger, R. M. Scarlett, and W. Shockley
- Réf 1. 54 : AN ADVANCED STUDY OF SILICON PHOTOMULTIPLIER : P. Buzhan, B. Dolgoshein, A. Ilyin, V. Kantserov, V. Kaplin, A. Karakash, A. Pleshko, E. Popova, S. Smirnov, Yu. Volkov
- Réf 1. 55 : Photomultiplier tubes: Principle & Applications, Photonis, 2002, PHOTONIS ordering code D-PMT-AB2002.(Available from PHOTONIS and representatives.)
- Réf 2. 1 : S.Cova, M.Ghioni, A.Lacaita, C.Samori, and F.Zappa, Avalanche photodiodes quencing circuits for single-photon detection, Applied Optics, 35(12), pp.1956-1976. 1996
- Réf 2. 2 : S. L. Miller. "Ionization rates for holes and electrons in silicon". Belle telephone laboratories, Murray hill, New Jersey. Physical Review, volume 105, number 4, 1957.

Réf 2. 3 : Principles and features of single-photon avalanche diode arrays. F. Zappa, S. Tisa, A. Tosi, S. Cova. Politecnico di Milano, Dipartimento di Elettronica e Informazione.

Réf 2. 4 : A new Silicon Photomultiplier structure for blue light detection, Claudio Piemonte, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 568 (2006) 224–232

Réf 2. 5 : Photon counting with passively quenched germanium avalanche, P. C. M. Owens, J. G. Rarity, P. R. Tapster, D. Knight, and P. D. Townsend, Applied Optics, Vol. 33, Issue 30, pp. 6895-6901

Réf 2. 6 : Geiger-Mode Avalanche Photodiodes for Three-Dimensional Imaging, Brian F. Aull, Andrew H. Loomis, Douglas J. Young, Richard M. Heinrichs, Bradley J. Felton, Peter J. Daniels, and Deborah J. Landers, Lincoln laboratory journal, volume 13, number 2 , 2002

Réf 2. 7 : Modelling and fabrication of Geiger mode avalanche photodiodes, Kindt, W.J. Van Zeijl, H.W. Dept. of Electr. Eng., Delft Univ. of Technol, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 45, NO. 3, JUNE 1998

Réf 2. 8 : Characterisation of radiation damage in silicon photomultipliers with a Monte Carlo Model, Sanchez Majos, S.; Achenbach, P.; Pochodzalla, J. eprint arXiv:0805.4158, 05/2008

Réf 2. 9 : Modelling a silicon photomultiplier (SiPM) as a signal source for optimum front-end design, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 572 (2008) 416–418.

Réf 2. 10 : P.P. Webb, R.J. McIntyre and J. Conradi: "Properties of Avalanche Photodiodes", RCA Review, vol.35, 234-278, 1974.

Réf 2. 11 : R. Haitz, Model for the electrical behavior of microplasma, Journal of Applied Physics, 35 (5), pp.1370-1376, 1964.

Réf 2. 12 : Ref sur l'efficacité quantique et le dopage.

Réf 2. 13 : Geiger Mode Avalanche Photodiodes for Microarray Systems. Don Phelan, J.C. Jackson, R.M. Redfern, Alan P. Morrison, Alan Mathewson, Proceedings of SPIE, Vol. 4626A-18, Photonics West, San Jose, CA, January 19-25, 2002

Réf 2. 14 : R.L. Davies and F.E. Gentry: "Control of electric field at the surface of p-n junction", IEEE Transactions on Electron Devices, vol.11,313-323, 1964

Réf 2. 15 : A.G. Chynoweth: "Charge multiplication phenomena", Semiconductors and Semimetals, vol. 4, 263-325, 1968

Réf 2. 16 : R.H. Haitz : "Mechanisms contributing to the noise pulse rate of avalanche photodiodes", Journal of Applied Physics, vol. 36, no. 10, 3123-3131, 1965

Réf 2. 17 : H.W. Ruegg: "An optimized avalanche photodiode", IEEE Transaction on electron Devices, vol. 14, no. 5, 239-251, 1967.

Réf 2. 18 : Modelling a silicon photomultiplier (SiPM) as a signal source for optimum front-end design, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 572 (2008) 416–418.

Réf 2. 19 : Zener and avalanche breakdown in As-implanted low-voltage Si n-p junctions. Fair, R.B. Wivell, H.W. Electron Devices, IEEE Transactions on (1976), 0018-9383 512- 518

Réf 2. 20 : These de Alexis ROCHAS: Single photon avalanche diodes in CMOS technology 2003, présentée à la faculté sciences et techniques de l'ingénieur, LAUSANNE.

Réf 3. 1 : Photon counting arrays for astrophysics, F.Zappa S.Tisa S.Cova et al., Journal of Modern Optics 163 189 2007 V52

Réf 3. 2 : On the influence of ionizing radiation on the electrical properties of short-channel MOS transistors; G. Sarraयरouse, M. Gamboa, J. Buxo, P. Rossel, J.M. Charlot and M. Roumeguere

Réf 4. 1 : Development of the first prototypes of Silicon PhotoMultiplier (SiPM) at ITC-irst; N. Dinu et al; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 572 (2007) 422–426

Réf 4. 2 : Large-Area SiPMs for the CMS Hadron Outer Calorimeter A. Heering and J. Rohlf et al. 2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record N24-318;

Réf 4. 3 : Cartographie de la vitesse de recombinaison en surface et de la durée de vie des porteurs dans les semi-conducteur III-V et le silicium par imagerie de photoluminescence a température ambiante. Ecole centrale de Lyon, Ecully, FRANCE (Université de soutenance) (Année de soutenance : 1998) (No : 98 ECDL 0026) : Bejar Moez ; Krawczyk Stanislas (Directeur de thèse)

Réf 4. 4 : A. Romanowski, A. Buczkowski, A. Karoui and G.A Rozgonyi, Frequency-resolved microwave reflection photoconductance, Journal of Applied Physics, vol 83, n°12, 15 June 1998

Réf 4. 5 : SPMArray: Position Sensitive / Multi-Anode High Gain APD, 16 (4 x 4) elements of 9mm2 www.SensL.com

Réf 4. 6 : Thèse de Maxime Dumonteil 2007, LAAS, Fabrication d'injecteur en polysilicium.

Réf 4. 7 : Study of MPPC at Liquid Nitrogen Temperature, H.Otono, S.Yamashita et al. International Workshop on new Photon-Détectors 2007; <http://pos.pos.sissa>

Réf 4. 8 : Researchs of Temperature Influence on Breakdown Characteristics of Power Planar SOI MOSFET ; Electron Devices and Materials, 2007. EDM '07. 8th Siberian Russian Workshop

Réf 4. 9 : Avalanche Breakdown in Silicon, K. G. McKay Phys. Rev. 94, 877 - 884 (1954).

Réf 4. 10 : McPherson, J.W.; Mogul, H.C., "Disturbed bonding states in SiO₂ thin-films and their impact on time-dependent dielectric breakdown," Reliability Physics Symposium Proceedings, 1998. 36th Annual. 1998 IEEE International , pp.47-56, 31 Mar-2 Apr 1998

Réf 4. 11 : www.sensL.com

Réf 4. 12 : www.hamamatsu.fr

Réf 4. 13 : A.G. Gasanov, V.M. Golovin, Z.Y. Sadygov, N.Y. Yusipov, Lett. J. Tech. Phys. 16 (1995) 14 (in Russian).

Réf 4. 14 : G. Bondarenko, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 442 (2000) 187.

Réf 4. 15 : Z. Sadygov, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 504 (2003) 301.

Réf 4. 16 : Multi-pixel Geiger-mode avalanche photodiodes with high quantum efficiency and low excess noise factor E. Guschina, M. Khabibullina, Y. Kudenkoa, A. Kuznetsovb, O. Mineeva, Y. Musienkob,1, S. Reucroftb, J. Swainb, , N. Yershova, M. Vlasova, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 567 (2006) 250–254

Réf 5. 1 : S. Hayakawa, Cosmic Ray Physics, Wiley, Interscience, New York (1969).

Réf 5. 2 : J.A. Simpson, Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 33, 323 (1983).

Réf 5. 3 : R. Haitz, Model for the electrical behavior of microplasma, Journal of Applied Physics, 35 (5), pp.1370-1376, 1964.

Réf 5. 4 : First detection of Cherenkov light from cosmic-particle-induced air showers by Geiger-mode avalanche photodiodes : A. Bilanda, I. Britvitcha, E. Lorenza, N. Otteb, F. Paussa, D. Renker, S. Ritt, U. Roesera, M. Schneebelec, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 581 (2007) 143–146

Réf 5. 5 : O. Deligny, Observatoire Pierre Auger : Analyse des gerbes inclinées, observation des neutrinos d’ultra haute énergie et signatures d’une origine locale pour les rayons cosmiques chargés, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2003

ANNEXE A

Théorie de la jonction pn.

Définition d'un semi-conducteur.

Les semi-conducteurs sont des matériaux présentant une conductivité électrique intermédiaire entre les métaux et les isolants. Les semi-conducteurs sont primordiaux en électronique, car ils offrent la possibilité de contrôler, par divers moyens, aussi bien la quantité de courant électrique susceptible de les traverser que la direction que peut prendre ce courant. Dans un semi-conducteur, un courant électrique est porté par deux types de charges : les électrons et les trous. La propagation par l'intermédiaire d'électrons est similaire à celle d'un conducteur classique : des atomes fortement ionisés libèrent leurs électrons dans la bande de conduction. La propagation par l'intermédiaire de trous est différente : ici, les charges électriques « voyagent » dans la bande de valence. Le silicium pur est dit : 'intrinsèque'. Les propriétés d'un semi-conducteur (c'est-à-dire le nombre de porteurs, électrons ou trous) sont contrôlées par dopage d'impuretés (donneur ou accepteur). Un semi-conducteur présentant plus d'électrons que de trous est alors dit de type N, tandis qu'un semi-conducteur présentant plus de trous que d'électrons est dit de type P.

Définition de la jonction pn.

On appelle jonction PN l'association d'une zone de semi-conducteur de type P avec une zone de semi-conducteur de type N. La réalisation de jonctions PN peut s'effectuer de différentes façons : alliage, diffusion, implantation. Dans notre cas, nous réaliserons cette jonction par implantation d'atomes dopant de type N (Arsenic et phosphore) dans un wafer de silicium déjà dopé de type P (Bore).

Etude de la jonction pn

- | | |
|----------|--|
| Type N : | Des charges négatives dues aux électrons libérés par les impuretés
Des paires électrons-trous dues aux ruptures des liaisons covalentes
Des ions fixes donneurs (charge +) |
| Type P : | Des charges positives dues aux trous libérés par les impuretés
Des paires électrons-trous dues aux ruptures des liaisons covalentes
Des ions fixes accepteurs (charge -) |

Après la mise en contact, le système « jonction PN » va tendre naturellement, sous l'action de plusieurs phénomènes, vers un nouvel équilibre.

Le Phénomène de diffusion.

Les trous, excédentaires côté P, et les électrons, excédentaires côté N vont tendre à diffuser, respectivement, vers la zone N et la zone P où ils sont minoritaires. Cette diffusion commencera, en priorité, au voisinage immédiat de la transition entre la zone P et la zone N.

Le Phénomène de recombinaison.

Au voisinage de la jonction et du fait de la diffusion, la probabilité pour que deux charges libres, de signes contraires, se recombinent est importante. Il y a donc, du fait de la recombinaison, appauvrissement en charges libres au voisinage de la jonction où il ne reste donc que des charges fixes. Cette zone est appelée zone de transition ou de déplétion.

Le tableau suivant (Tableau A 1) rappelle quelques valeurs fréquemment utilisé en microélectronique

	Si	SiO ₂
Atome ou molécules par cm ³	5.10 ²²	2,3.10 ²²
Largeur de la bande interdite : E _g (eV)	1,1	8
Constante diélectrique : ϵ_{SiO_2} (F.cm ⁻¹)	1,4.10 ⁻¹²	0,33.10 ⁻¹²
Champs électrique provoquant de claquage : E (V.μm ⁻¹)	30	600
Point de fusion : T _f (°C)	1415	1700
Indice de refraction n	3,44	1,46

Tableau A 1 : Quelques constantes physiques

Expression du dopage N_A et N_D en fonction de la résistivité ρ_{sub} .

Dans cette thèse le modèle « simple » de la jonction abrupte est suffisant et donne des résultats en accord avec le comportement de la jonction pn.

Le dopage N_A d'un monocristal de silicium par des atomes de type P (Bore) modifie la conductivité électrique du matériau. Les fabricants et les fournisseurs de wafers en silicium ont pour habitude de donner la résistivité, et non le dopage. La résistivité est égale à l'inverse de la conductivité. La conductivité est égale à la somme des produits des densités de porteurs de charge par la mobilité côté N et côté P : Équation A 1.

$$\rho_{sub} = \frac{1}{\sigma_{sub}} = \frac{1}{q \cdot (\mu_n n + \mu_p p)}$$

Équation A 1 : Expression de la résistivité.

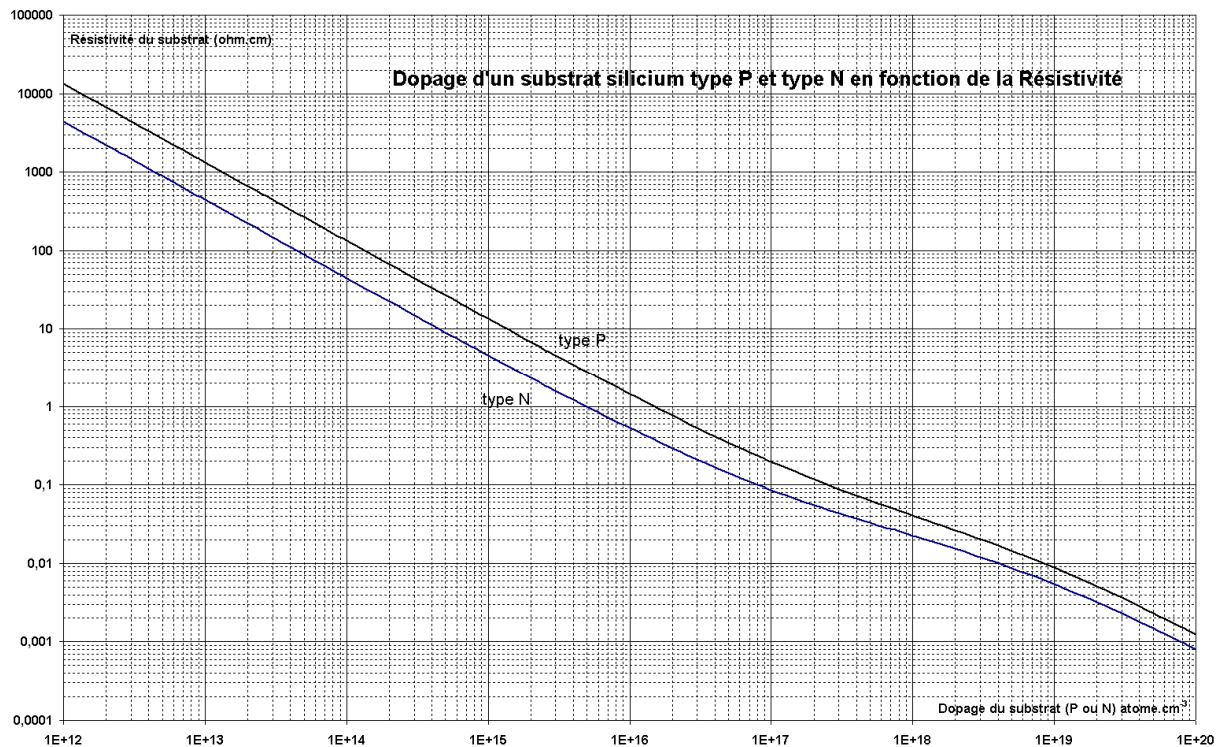
La conductivité est reliée au dopage N_A de la région N et au dopage N_D de la région P par l'Équation A 2.

$$N_A = \frac{1}{q \cdot \mu_p \cdot \rho_{sub}} \quad N_D = \frac{1}{q \cdot \mu_n \cdot \rho_{sub}}$$

Équation A 2 : Expression du dopage en fonction de la résistivité.

Le Graphique A 1 donne le dopage d'un substrat silicium type P et type N en fonction de la résistivité.

Mobilité des trous	$\mu_p : cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$	
Mobilité des électrons	$\mu_n : cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$	
Charge de l'électron	$q : 1,6 \cdot 10^{-19} C$	
Dopage type P	$N_A : atomes.cm^{-3}$	(axe X)
Dopage type N	$N_D : atomes.cm^{-3}$	(axe X)
Résistivité	$\rho_{sub} : \Omega.cm$	(axe Y)



Graphique A 1 : Résistivité en fonction du dopage entre 10^{12} et 10^{20} atomes.cm⁻³.

Pour tracer ces deux courbes, il est indispensable d'avoir la valeur de la mobilité des électrons et des trous, en fonction du dopage.

Expression de la mobilité des trous et des électrons μ_p et μ_n en fonction du dopage N_A et N_D .

A une température T quelconque, un électron libre possède une vitesse dite thermique, soit sensiblement 100 km.s⁻¹ à 300 K voir Équation A 3.

$$\frac{1}{2} m.v^2 = \frac{3}{2} k.T$$

Équation A 3 : Vitesse thermique de l'électron.

En physique, la mobilité μ d'un électron relie sa vitesse au champ électrique, dans un solide ou dans un gaz. On l'applique aussi aux trous et aux ions dans un gaz : Équation A 4.

$$v = \mu.E$$

Équation A 4 : Vitesse et mobilité.

Lorsqu'on soumet un matériau à un champ électrique, les électrons sont accélérés par ce champ. Mais ils sont soumis aux interactions avec les atomes du matériau et perdent leur vitesse lors de chocs avec les atomes. Le modèle de Drude est un modèle simple (approche classique) permettant de modéliser la vitesse de ces électrons et de donner une expression de cette mobilité. On peut montrer, dans cette approche, que la mobilité d'une particule vaut : Équation A 5:

$$\mu = \frac{q \cdot \tau}{m}$$

Équation A 5 : Mobilité d'une particule.

Avec q la charge élémentaire, τ le temps moyen entre deux collisions (La durée moyenne de parcours de l'électron pour le silicium est de 0,75ps) et m est la masse effective de la particule. Dans un semi-conducteur, la mobilité des électrons est supérieure à la mobilité des trous. On donne la mobilité en $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Elle varie fortement avec les impuretés (variation des collisions) avec la température et avec le champ électrique. On peut donner des tables pour quelques matériaux (Tableau A 2) mais la mobilité varie avec le dopage. Elle est différente pour les électrons et pour les trous dans les semi-conducteurs. Quand un porteur est dominant, la conductivité électrique est proportionnelle à sa mobilité. On peut écrire la mobilité des électrons et des trous, au moyen de l'Équation A 6. Cette équation empirique utilise des coefficients de mobilité minimale et maximale, voir Tableau A 3.

	trous	electrons
$\mu_{\min} (\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	44,9	68,5
$\mu_{\max} (\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	470,5	1414
$N_0 (\text{cm}^{-3})$	2,23E+17	9,2E+16
α	0,719	0,711

Tableau A 2 : Table de la mobilité pour le silicium et le germanium

$$\mu_p = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N_0}{N_A} \right)^\alpha} \quad \mu_n = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N_0}{N_D} \right)^\alpha}$$

Équation A 6 : Expression de la mobilité type P et type N.

Mobilité des trous	$\mu_p : \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Mobilité des électrons	$\mu_n : \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Dopage type P	$N_A : \text{atomes} \cdot \text{cm}^{-3}$
Dopage type N	$N_D : \text{atomes} \cdot \text{cm}^{-3}$

	Si	Ge
$n_i (\text{cm}^{-3})$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{13}$
$\mu_n (\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	1350	3900
$\mu_p (\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	480	1900

Tableau A 3 : Coefficients pour la mobilité des électrons et des trous (empirique).

On peut maintenant tracer le graphique donnant la mobilité des électrons et des trous en fonction du dopage voir Graphique A 2.



Graphique A 2 : Mobilité en fonction du dopage entre 10^{12} et $10^{20} \text{ atomes} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Expression de la tension de claquage V_{br} en fonction du dopage N_A ou de la résistivité ρ_{sub} .

La tension de polarisation inverse maximale qui peut être appliquée à une jonction PN est limitée à la tension d'avalanche V_{br} . La tension de polarisation inverse est caractérisée par l'augmentation rapide du courant inverse lorsque l'on augmente la polarisation. La tension correspondante appliquée est appelée « la tension de claquage ». Deux mécanismes quantiques peuvent provoquer la tension de claquage. Le premier est l'effet d'avalanche, le second est l'effet tunnel. Aucun de ces deux mécanismes n'est destructeur pour la jonction PN. Toutefois l'augmentation de la température de la jonction PN causée par le passage d'un trop fort courant peut détruire la jonction.

La tension de claquage dans le silicium peut être prédite à l'aide de l'expression : Équation A 7 et Équation A 8.

$$V_{br} = V_{diff} + \frac{|E|^2 \cdot \epsilon_{Si}}{2 \cdot q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} + \frac{2kT}{q}$$

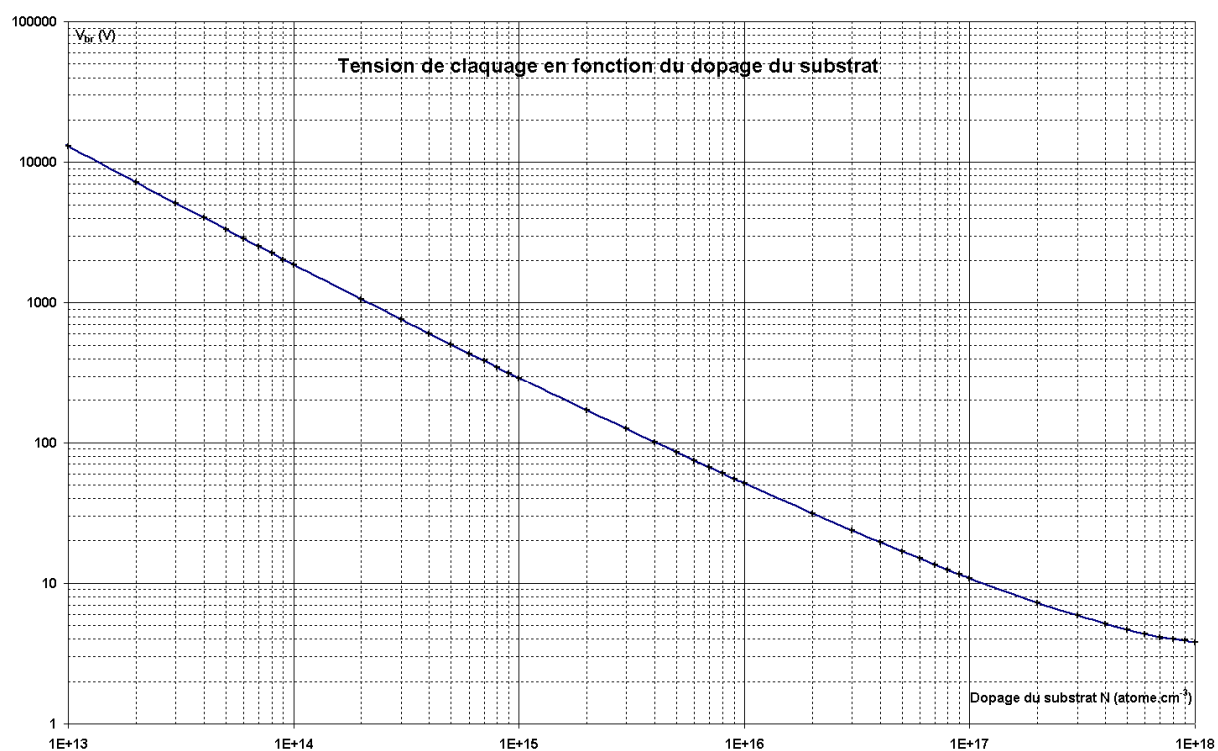
Équation A 7 : Expression de la tension de claquage.

$$V_{br} = V_{diff} + \frac{|E|^2 \cdot \epsilon_{Si}}{2 \cdot q \cdot N_A}$$

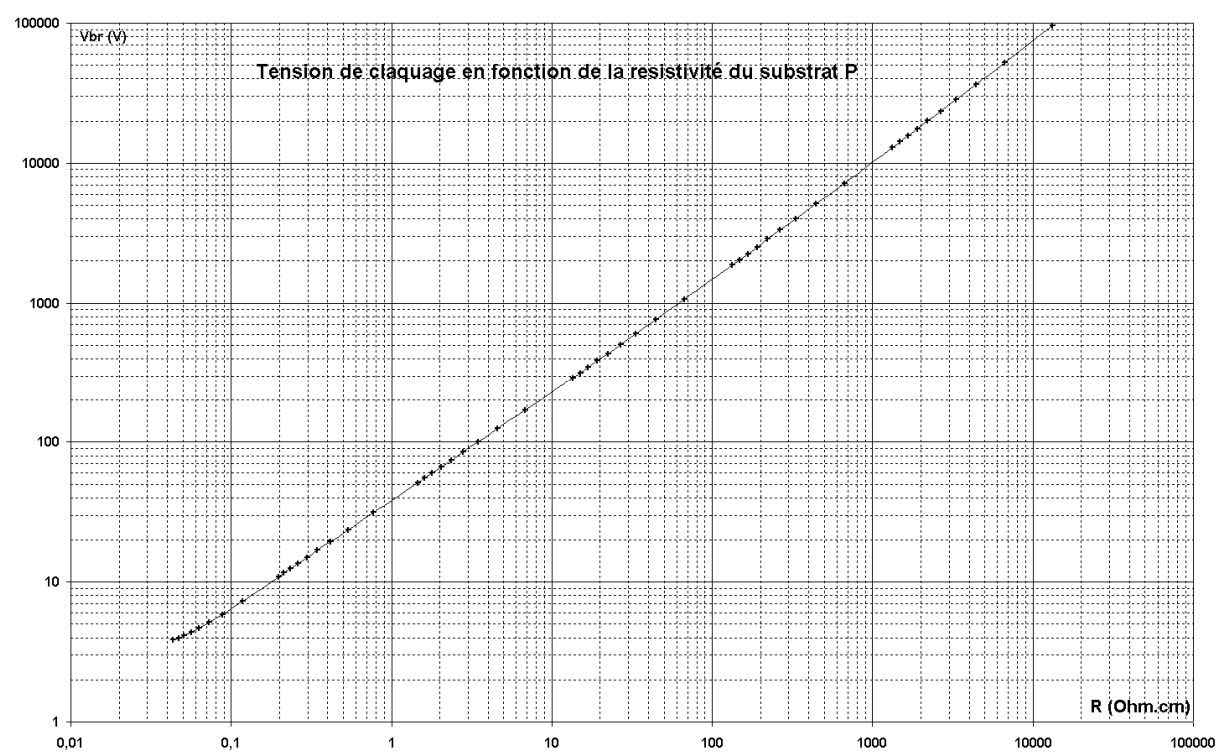
Équation A 8 : Expression de la tension de claquage simplifiée.

Cette tension de claquage inverse en fonction du dopage, ne peut être calculée qu'avec les grandeurs : potentiel de barrière V_{diff} à l'équilibre et champ électrique avec polarisation. Le potentiel de barrière ainsi que le champ électrique varient avec le dopage. Le champ électrique varie avec la polarisation de la photodiode. Avec ces paramètres calculés au paragraphe suivant on peut tracer le graphique donnant la tension de claquage en fonction du dopage voir Graphique A 3. Il est intéressant d'avoir cette tension de claquage en fonction de la résistivité (voir Graphique A 4).

Champ électrique	$E : V \cdot cm^{-1}$	
Constante diélectrique	$\epsilon_{Si} : 1,04 * 10^{-12} F.cm^{-1}$	
Dopage du substrat	$N_A : atomes.cm^{-3}$	(axe X)
La tension de claquage	$V_{br} : V$	(axe Y)



Graphique A 3 : Tension de claquage en fonction du dopage entre 10^{13} et 10^{18} atome.cm⁻³.



Graphique A 4 : Tension de claquage en fonction de la résistivité entre 0,1 et 1000 Ω .cm.

Expression du Potentiel de barrière V_{diff} en fonction du dopage N_A .

Suite à la diffusion des porteurs libres et à leur recombinaison apparaît, de part et d'autre de la jonction, un excédent de charges fixes (ions négatifs de densité N_A) côté P et un excédent de charges positives fixes (ions positifs de densité N_D) côté N. Ces excédents de charges créent ce que l'on appelle une zone de charge d'espace (négative côté P, et positive côté N) qui crée, elle-même, un champ électrique dirigé de N vers P. Il en résulte, aux bornes de la zone de déplétion, une différence de potentiel, appelée barrière de potentiel, notée : V_{diff} voir Figure A 1.

Le potentiel de barrière est calculé sans polarisation (à l'équilibre thermodynamique).

- : Des charges négatives dues aux électrons libérés par les impuretés.
- + : Des charges positives dues aux trous libérés par les impuretés.
- \oplus : Ions positifs
- \ominus : Ions négatifs

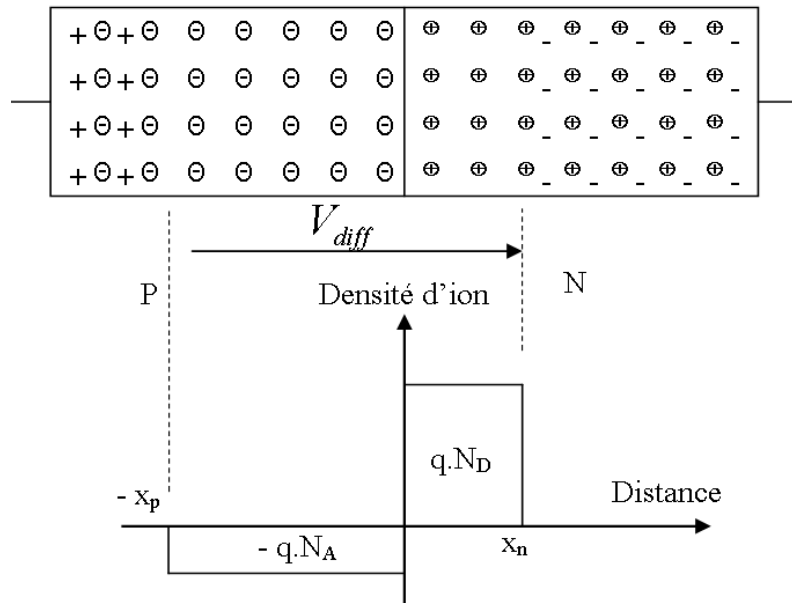


Figure A 1 : La zone de charge d'espace.

Le champ électrique qui apparaît dans la zone de charge d'espace est la conséquence de la diffusion des porteurs libres majoritaires. Il s'oppose à la diffusion qui l'a créé, c'est-à-dire au passage de charges de la zone où elles sont majoritaires vers la zone où elles sont minoritaires mais favorise, par contre, le passage des charges de la zone où elles sont minoritaires vers la zone où elles sont majoritaires. On tend donc vers un nouvel équilibre lorsque les deux semi-conducteurs sont en contact : semi-conducteur type N, jonction, semi-conducteur type P. Le passage de la zone P à la zone N peut être plus ou moins progressif suivant la technologie de fabrication utilisée. Dans cette thèse on suppose cette transition abrupte comme cela a été représenté Figure A 1. La mise en contact de la zone P et de la zone N, initialement à l'équilibre, fait « apparaître » une jonction PN caractérisée par une zone de charge d'espace. Cette zone, dépourvue de porteurs libres, est globalement à l'équilibre, on peut donc écrire l'Équation A 9.

$$x_p \cdot N_A = -x_N \cdot N_D$$

Équation A 9 : Equilibre de la zone de charge d'espace.

La longueur de la zone de charge d'espace est : $x_p + x_N$ dans les zones de type P et de type N. Cette différence de potentiel, peut être calculée à partir de l'expression des courants de diffusion J_n et J_p voir Équation A 10. La jonction n'étant pas polarisée, on a $J_n = J_p = 0$

$$J_n = \mu_n \left(q \cdot n_n \cdot E + k \cdot T \cdot \frac{dn_n}{dx} \right) = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{dn_n}{dx} = \frac{-q \cdot n_n \cdot E}{k \cdot T}$$

Équation A 10 : Expression des courants de diffusion pour le calcul de V_{diff} .

On obtient V_{diff} par intégration du champ entre $-x_p$ et $+x_n$, voir Équation A 11.

$$V_{diff} = - \int_{-x_p}^{x_n} E(x) \cdot dx = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \int_{-x_p}^{x_n} \frac{dn_n}{n_n} = \frac{k \cdot T}{q} \ln \left(\frac{n_{n_N}}{n_{n_P}} \right)$$

Équation A 11 : Expression du Potentiel de barrière par intégration du champ.

En considérant que toutes les impuretés sont ionisées : $n_{n_N} = N_D$ et $n_{n_P} = N_A$, on obtient l'expression du potentiel de barrière V_{diff} en fonction du dopage N_A Équation A 12.

$$V_{diff} = \frac{K_B \cdot T}{q} \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right)$$

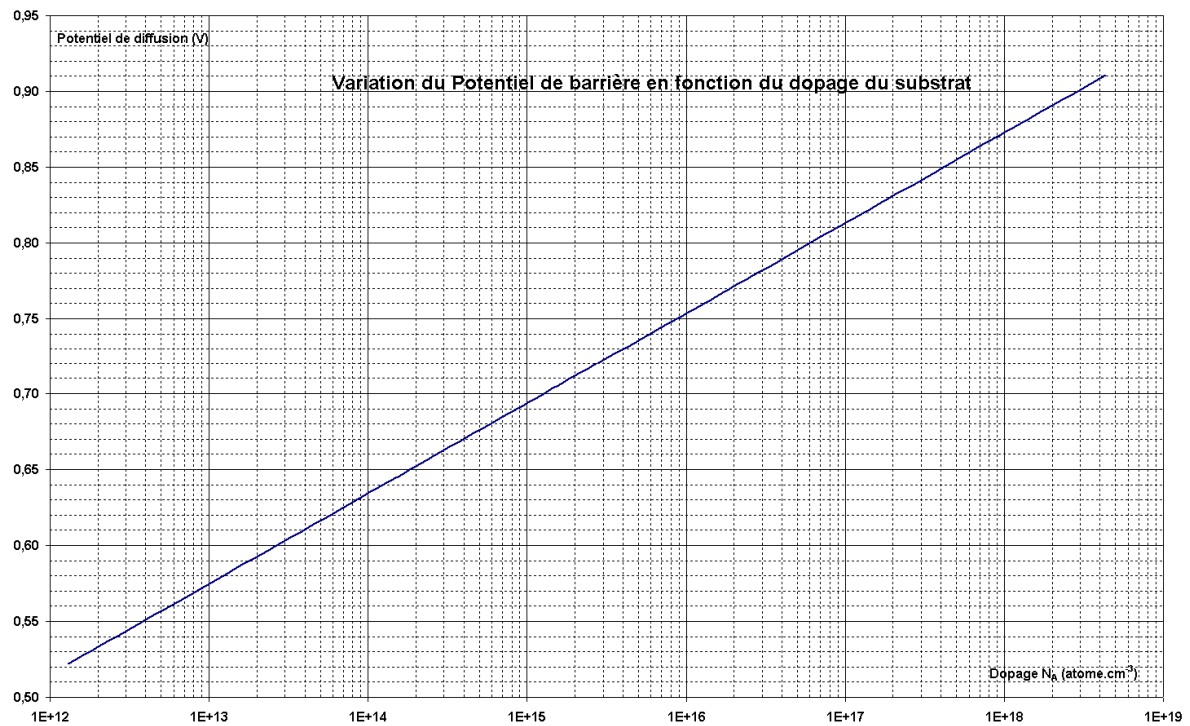
Équation A 12 : Expression du Potentiel de barrière V_{diff} en fonction du dopage N_A .

On peut maintenant tracer le graphique donnant le potentiel de barrière en fonction du dopage voir Graphique A 5.

Charge de l'électron	$q : 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Constante de Boltzmann	$K_B : 1,38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
Température	$T : 300^\circ \text{K}$

$$\frac{K_B \cdot T}{q} = 0,025 \text{ V}$$

Dopage de la région N+	$N_D : 1 \times 10^{17} \text{ atomes.cm}^{-3}$
Dopage du substrat (P)	$N_A : \text{atomes.cm}^{-3}$ (axe X)
Potentiel de barrière ou potentiel de diffusion	$V_{diff} : \text{V}$ (axe Y)



Graphique A 5 : Variation du potentiel de barrière en fonction du dopage.

Il est très important d'avoir le potentiel de barrière pour prévoir la future tension de claquage de la jonction.

Expression du champ électrique E en fonction du dopage N_A .

Au voisinage de la jonction, il existe une zone dépourvue de porteurs majoritaires et présentant des charges fixes (atomes d'impuretés ionisés) : c'est la zone de charge d'espace ZCE (space charge region), ou encore zone désertée (depletion region) située entre deux zones neutres. Les charges fixes engendrent un champ électrique $E(x)$ qui s'oppose au mouvement de diffusion : champ de rétention de la diffusion. En intégrant ce champ électrique sur la totalité de la zone désertée, on obtient le potentiel de la barrière V_{diff} c'est ce qui a été fait au paragraphe précédent. L'énergie minimale que doit posséder un trou pour aller de la zone "P" vers la zone "N" est $q \cdot V_{diff}$. L'énergie minimale que doit posséder un électron pour passer de la zone "N" vers la zone "P" est $-q \cdot V_{diff}$. Les densités de charge ρ_P et ρ_N dans les portions de zone de charge d'espace situées, respectivement, côté P et côté N, s'écrivent :

$$\rho_P = -q \cdot N_A \quad \rho_N = q \cdot N_D$$

Équation A 13 : Densité de charge

Compte tenu de la relation de Poisson on voit que, dans chaque zone, la variation du champ en fonction de x est linéaire voir Équation A 13 et Équation A 14. En effet la jonction étant abrupte, le champ électrique dans la zone de charge d'espace (ZCE) a une forme triangulaire comme le montre la Figure A 2.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_{Si}} = \frac{q \cdot N_A}{\epsilon_{Si}} = \frac{dE_p(x)}{dx}$$

Équation A 14 : Relation de Poisson pour le côté P.

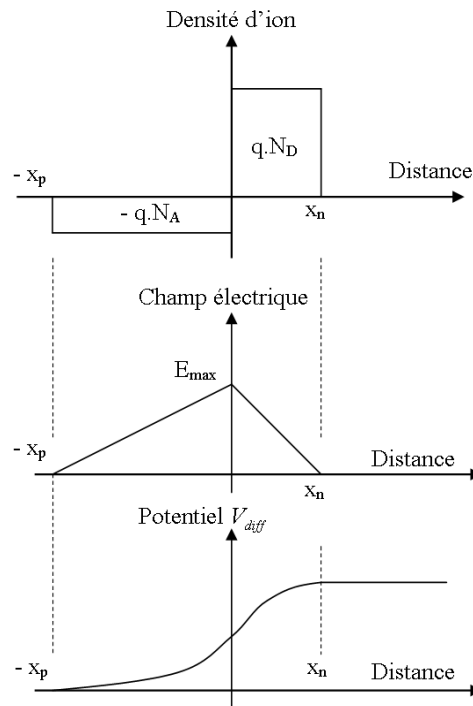


Figure A 2 : Champ électrique dans la zone de charge d'espace.

Il suffit, pour obtenir le potentiel et le champ électrique aux bornes de la zone de charge d'espace, d'intégrer l'équation de Poisson avec la densité de charge donnée par l'Équation A 14. En intégrant et en tenant compte des conditions aux limites pour $x = -x_p$ on a $E = 0$, et pour $x = x_n$ on a $E = 0$ on peut calculer le champ électrique côté N et côté P voir Figure A 3.

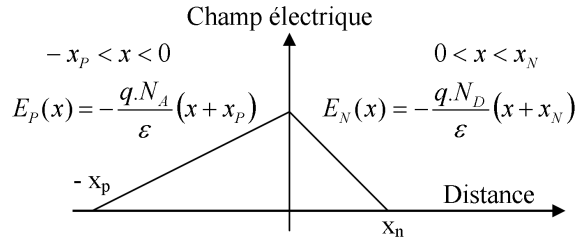


Figure A 3 : Equation du champ électrique côté N et côté P.

Pour $x = 0$, le champ électrique aux bornes de la charge d'espace prend une valeur maximale : Équation A 15.

$$E(0) = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_{Si}} x_n = \frac{q \cdot N_A}{\epsilon_{Si}} x_p$$

Équation A 15 : Equation pour le calcul du champ électrique en $x=0$ maximal

En calculant les dimensions de la zone de charge d'espace x_n et x_p en fonction des potentiels de barrière V_N et V_P qui représente la fraction du potentiel interne qui chute à l'intérieur de la zone N et de la zone P on peut exprimer le champ électrique E suivant les deux équations suivantes :

$$E = \sqrt{\frac{2q \cdot N_D}{\epsilon_{Si}} \left(V_N - \frac{kT}{q} \right)} \quad E = \sqrt{\frac{2q \cdot N_A}{\epsilon_{Si}} \left(V_P - \frac{kT}{q} \right)}$$

Équation A 16 : Champ électrique en fonction des fractions internes de potentiel.

En élevant l'Équation A 16 au carré et en utilisant $V_N + V_P = V_{diff}$ on peut écrire l'Équation A 18 et Équation A 17 :

$$E = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_{Si}} \cdot \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D} \left(V_{diff} - \frac{2kT}{q} \right)}$$

Équation A 17: Champ électrique en fonction du dopage sans polarisation (équilibre).

$$E = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_{Si}} \cdot \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D} \cdot V_{diff}}$$

Équation A 18 : Champ électrique simplifié en fonction du dopage sans polarisation.

Maintenant on ajoute une tension additionnelle V_{pol} (positive ou négative) aux bornes de la photodiode. Une différence de potentiel se met en place aux bornes de la zone de charge d'espace V_{zce} . Cette différence de potentiel est inaccessible aux appareils de mesure, elle vient se rajouter au potentiel de barrière V_{diff} de la jonction. V_{zce} et V_{pol} peuvent être très proches si les dopages N_A et N_D sont importants, c'est-à-dire les semi-conducteurs très peu résistifs. On obtient un autre champ électrique E_{pol} , toujours maximum en $x=0$, c'est le champ électrique avec polarisation. Ce champ électrique peut être écrit suivant l'Équation A 19 et l'Équation A 20.

$$E_{pol} = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_{Si}} \cdot \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D} \left(V_{diff} + V_{zce} - \frac{2kT}{q} \right)} \quad E_{pol} = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_{Si}} \cdot \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D} (V_{diff} + V_{zce})}$$

Équation A 19 : Champ électrique maximal en fonction du dopage avec polarisation.

Équation A 20 : Champ électrique maximal simplifié avec polarisation.

Avec l'Équation A 19 et l'Équation A 20 on peut tracer l'évolution du champ électrique maximal (en $x=0$) en fonction de la tension de polarisation ; évidemment il faudra fixer les valeurs des dopages N_A et N_D .

On peut également présenter l'Équation A 19 et l'Équation A 20 sous la forme d'une multiplication du champ électrique E sans polarisation par un facteur spécifique à la polarisation voir l'Équation A 21.

$$E_{pol} = E \sqrt{1 - \frac{V_{zce}}{V_{diff}}}$$

Équation A 21 : Variation du champ électrique avec le facteur de polarisation.

En utilisant l'Équation A 21, et en remplaçant la tension de polarisation V_{zce} par la tension de claquage inverse V_{br} , avec quelques simplifications, on peut exprimer le champ électrique maximal ($x=0$) en fonction du dopage pour la tension de polarisation V_{br} . On appelle ce champ électrique E_{br} , le champ électrique maximal, au moment du claquage ou en polarisation inverse maximale.

$$E_{br} = \frac{4 * 10^5}{1 - \frac{1}{3} \text{Log} \left(\frac{N_A}{1 * 10^{16}} \right)}$$

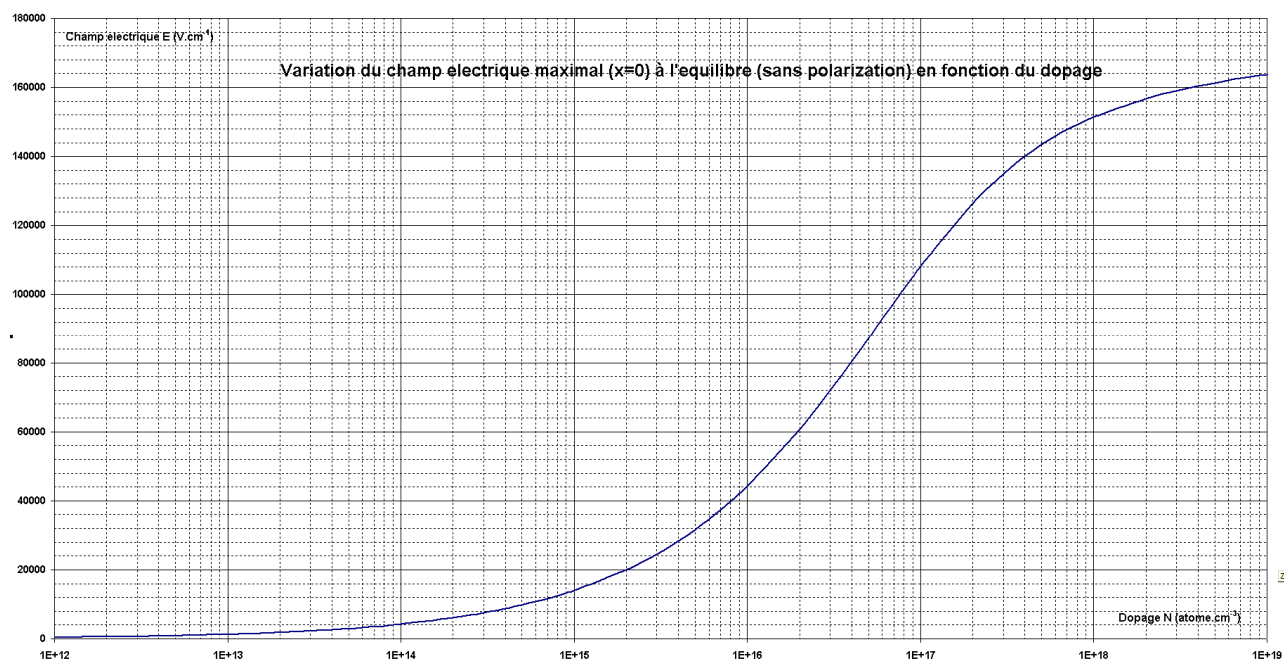
Équation A 22 : Champ électrique en fonction du dopage en polarisation inverse maximale.

On peut voir sur le Graphique A 6, Graphique A 7, et sur le Graphique A 8, le champ électrique sans polarisation, avec une certaine polarisation et en polarisation inverse maximale et aussi en fonction du dopage.

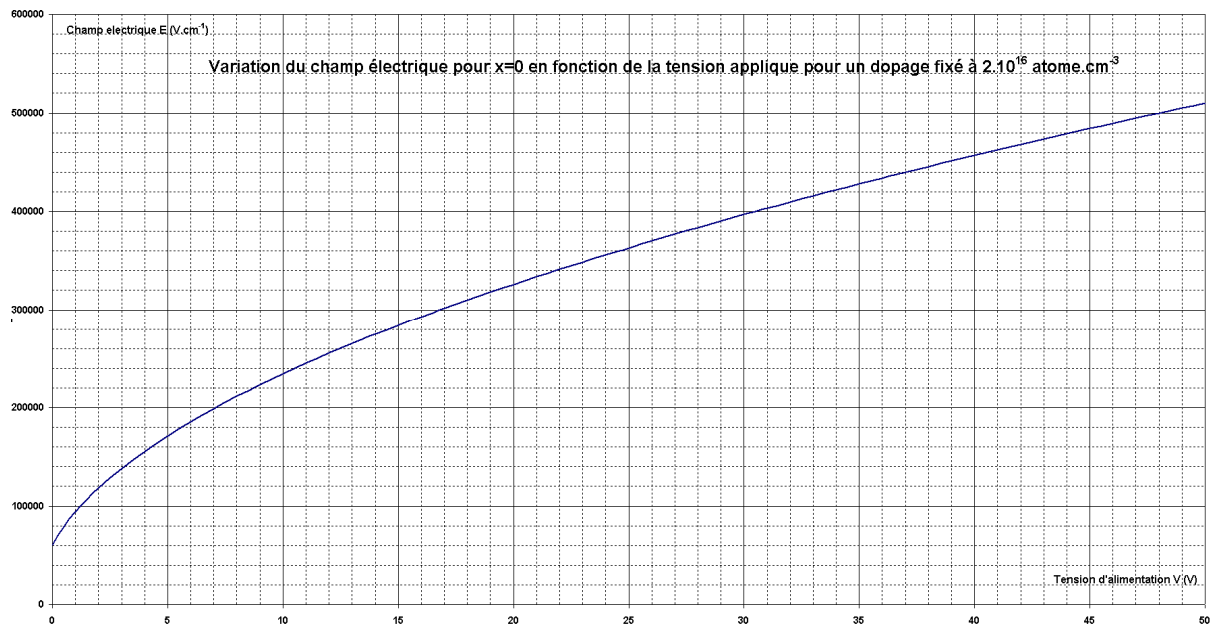
Champ électrique E	$E : V \cdot cm^{-1}$	(axe Y)
Dopage du substrat	$N_A : atome.cm^{-3}$	(axe X)



Graphique A 6 : Le champ électrique en x=0 en polarisation inverse maximale (E_{br}).



Graphique A 7 : Le champ électrique en x=0 sans polarisation en fonction du dopage à 20°C.



Graphique A 8 : Evolution du champ électrique en fonction de la tension pour $N_A = 2 \cdot 10^{16}$ à 20°C

Expression de la profondeur W_{ZCE} de la zone de charge d'espace en fonction du dopage N_A .

Dans la Figure A 2 on considère que le total des charges négatives développées dans la région de type P est égal au total des charges positives développées dans la région de type N. Donc la charge d'espace s'étend principalement dans la région la moins dopée. Les électrons majoritaires du côté "N" ont tendance à diffuser du côté "P", où ils sont minoritaires. Quand un électron arrive du côté "P", il se recombine avec un trou, et, en disparaissant, il laisse du côté "N" un atome donneur ionisé positivement non compensé électriquement. Les trous majoritaires du côté "P" ont tendance à diffuser du côté "N" où ils sont minoritaires. Quand un trou arrive du côté "N", il se recombine avec un électron libre, et, en disparaissant, il laisse du côté "P" un atome accepteur ionisé négativement non compensé électriquement. On peut écrire la profondeur de la zone de charge d'espace en fonction du champ électrique E : voir Équation A 23.

$$W_P = \frac{\epsilon_{Si} \cdot E}{q \cdot N_A} \quad W_N = \frac{\epsilon_{Si} \cdot E}{q \cdot N_D}$$

$$W = W_N + W_P$$

$$W = \frac{\epsilon_{Si} \cdot E}{q} \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)$$

Équation A 23 : Expression de la zone de charge d'espace en fonction du dopage.

Avec l'Équation A 23, on remplace le champ électrique E à l'équilibre thermodynamique (pas de polarisation) défini par l'Équation A 17 ou l'Équation A 18. $E = \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_{Si}} \cdot \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D} \cdot V_{diff}}$

Équation A 18 On obtient la profondeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre thermodynamique (pas de polarisation) voir l'Équation A 24 et l'Équation A 25.

$$W_P = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \frac{N_D}{N_A \cdot (N_A + N_D)} \left(V_{diff} - \frac{2kT}{q} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \frac{N_D}{N_A \cdot (N_A + N_D)} \cdot V_{diff}}$$

Équation A 24 : Zone de charge d'espace à l'équilibre thermodynamique côté N et côté P.

$$W_N = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \frac{N_A}{N_D \cdot (N_A + N_D)} \left(V_{diff} - \frac{2kT}{q} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \frac{N_A}{N_D \cdot (N_A + N_D)} \cdot V_{diff}}$$

Équation A 25 : Zone de charge d'espace à l'équilibre côté N et côté P simplifié.

La déplétion totale s'obtient en additionnant l'Équation A 24 et l'Équation A 25 comme le montre l'Équation A 23. En effet la profondeur de la zone de charge d'espace est la somme de W_N et W_P voir l'Équation A 26 et l'Équation A 27.

$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{(N_A \cdot N_D)} \left(V_{diff} - \frac{2kT}{q} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \left(V_{diff} - \frac{2kT}{q} \right)}$$

Équation A 26 : Profondeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre thermodynamique.

$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{(N_A \cdot N_D)} \cdot V_{diff}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \cdot V_{diff}}$$

Équation A 27 : Zone de charge d'espace à l'équilibre thermodynamique simplifié.

Toujours avec l'Équation A 23, on remplace le champ électrique E par l'expression du champ électrique avec une polarisation. Comme pour l'expression de E cette tension vient s'ajouter au potentiel de barrière V_{diff} . On obtient la profondeur de la zone de charge d'espace en polarisation inverse voir l'Équation A 28 et l'Équation A 29. Pour tracer le graphique de la variation de W_{pol} en fonction de V_{zce} il faut fixer les dopages N_A et N_D .

$$W_{pol} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{(N_A \cdot N_D)} \cdot \left(V_{zce} + V_{diff} - \frac{2kT}{q} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \cdot \left(V_{zce} + V_{diff} - \frac{2kT}{q} \right)}$$

Équation A 28 : Variation de la profondeur de la zone de charge d'espace avec polarisation.

On utilise l'Équation A 28 pour tracer la variation de la capacité en fonction de la polarisation, pour une valeur du dopage fixe.

$$W_{pol} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{(N_A \cdot N_D)} \cdot (V_{zce} + V_{diff})} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \cdot (V_{zce} + V_{diff})}$$

Équation A 29 : Variation de la profondeur de la ZCE avec polarisation simplifiée.

On peut également présenter l'Équation A 28 et l'Équation A 29 sous la forme d'une multiplication de la profondeur de la zone de charge d'espace sans polarisation par un facteur spécifique à la polarisation voir l'Équation A 30.

$$W_{pol} = W \sqrt{1 - \frac{V_{zce}}{V_{diff}}}$$

Équation A 30 : Variation de la profondeur de la ZCE avec le facteur de polarisation.

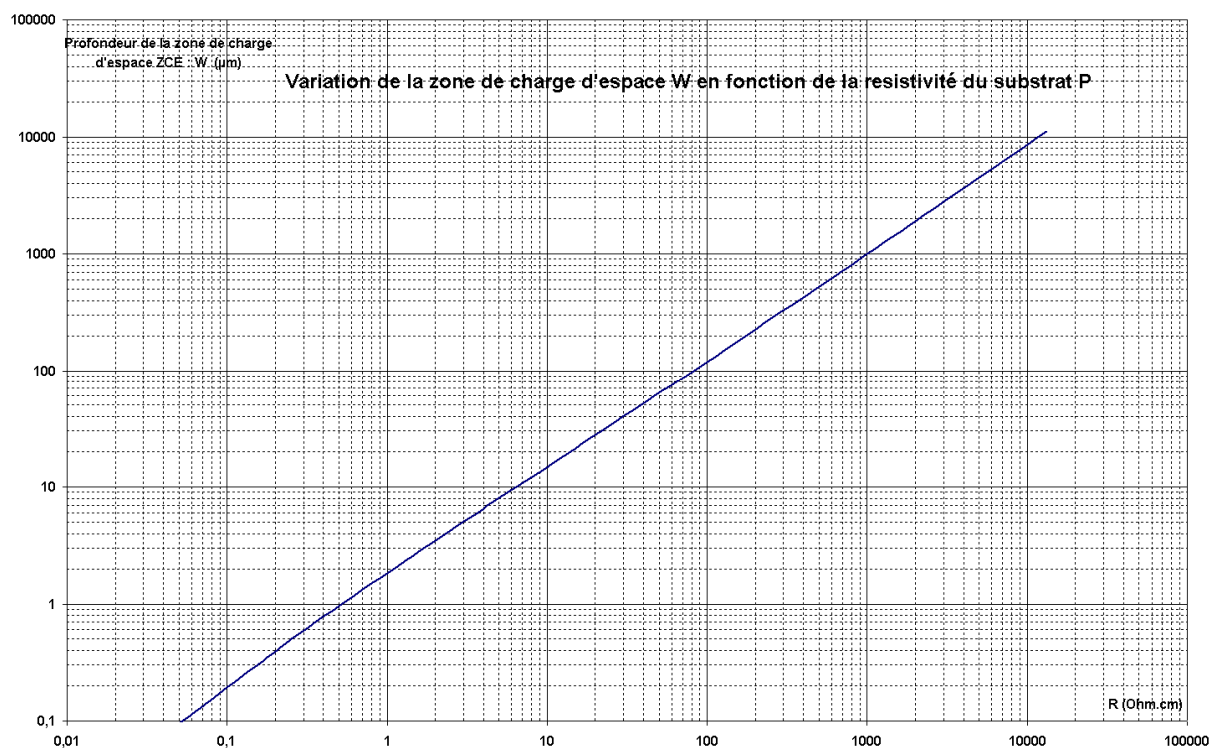
Maintenant on recherche la profondeur de la zone de charge d'espace maximale, c'est-à-dire avec la polarisation V_{br} . Il suffit d'utiliser le champ électrique maximal avec polarisation maximale et l'injecter dans l'Équation A 28. C'est ce qui est représenté sur les quatre graphiques suivants, Graphique A 9, Graphique A 10, Graphique A 11, et Graphique A 12.

Constante diélectrique	$\epsilon_{Si} : 1,04 \cdot 10^{-12} F.cm^{-1}$	
Dopage du substrat	$N_A : atome.cm^{-3}$	(axe X)
Profondeur de la zone de charge d'espace	$W_{br} : cm$	(axe Y)

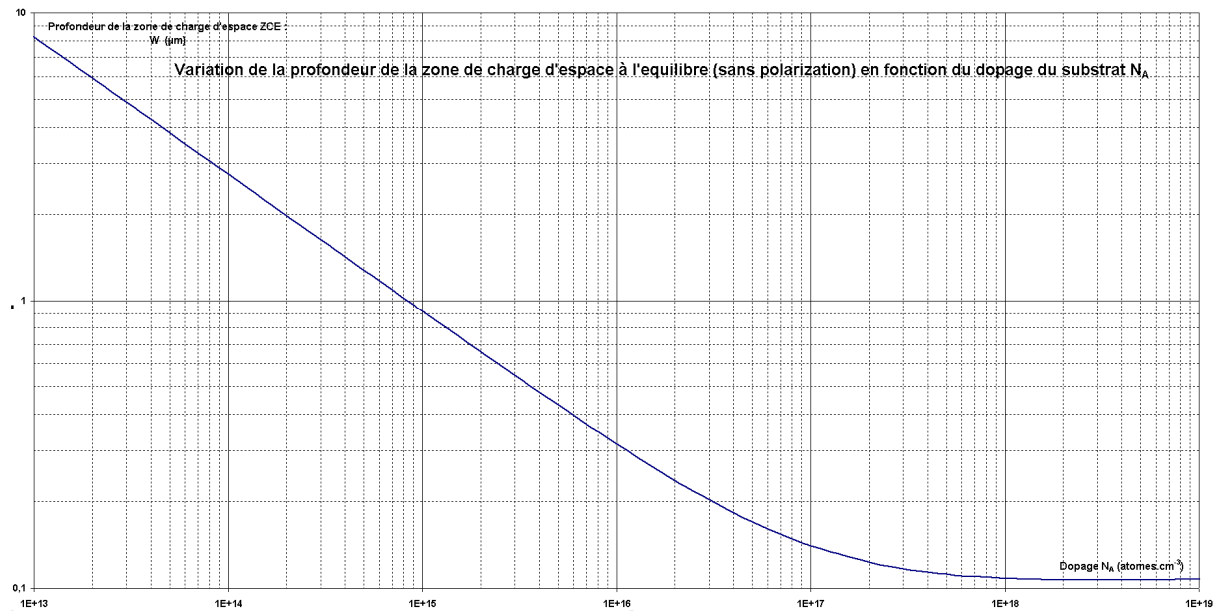


Graphique A 9 : Profondeur de la zone de charge d'espace en fonction du dopage.

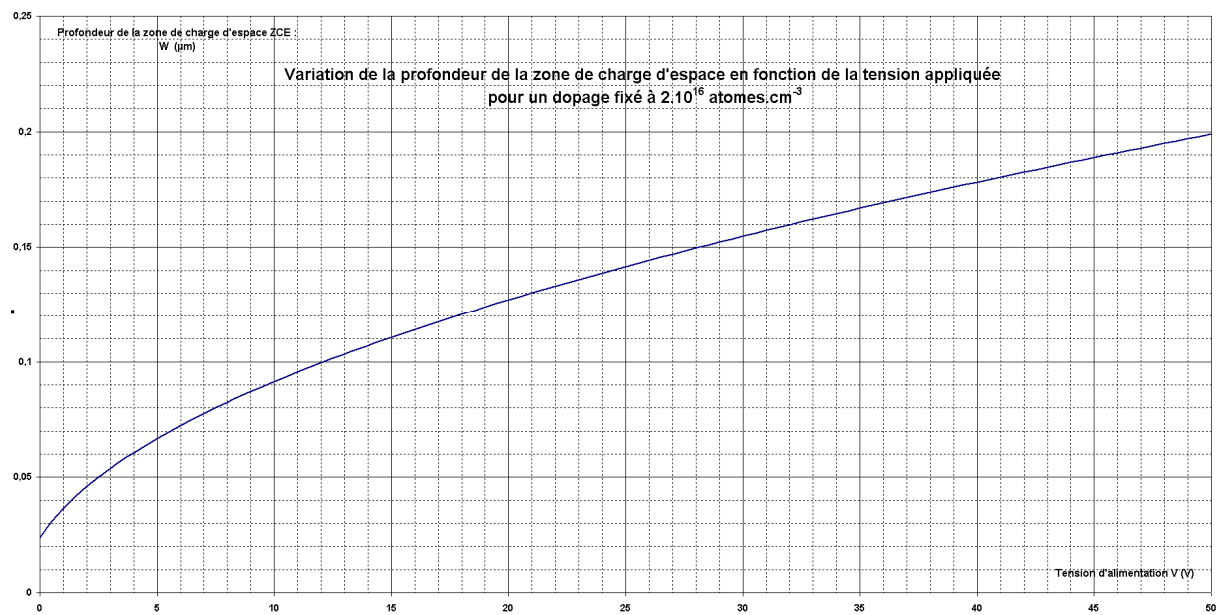
Le calcul de W_{ZCE} dans ce paragraphe est fait pour une tension de polarisation inverse maximale. Cela nous donne la profondeur de la zone de charge maximale en fonction du dopage.



Graphique A 10 : Profondeur de la zone de charge d'espace en fonction de la résistivité.



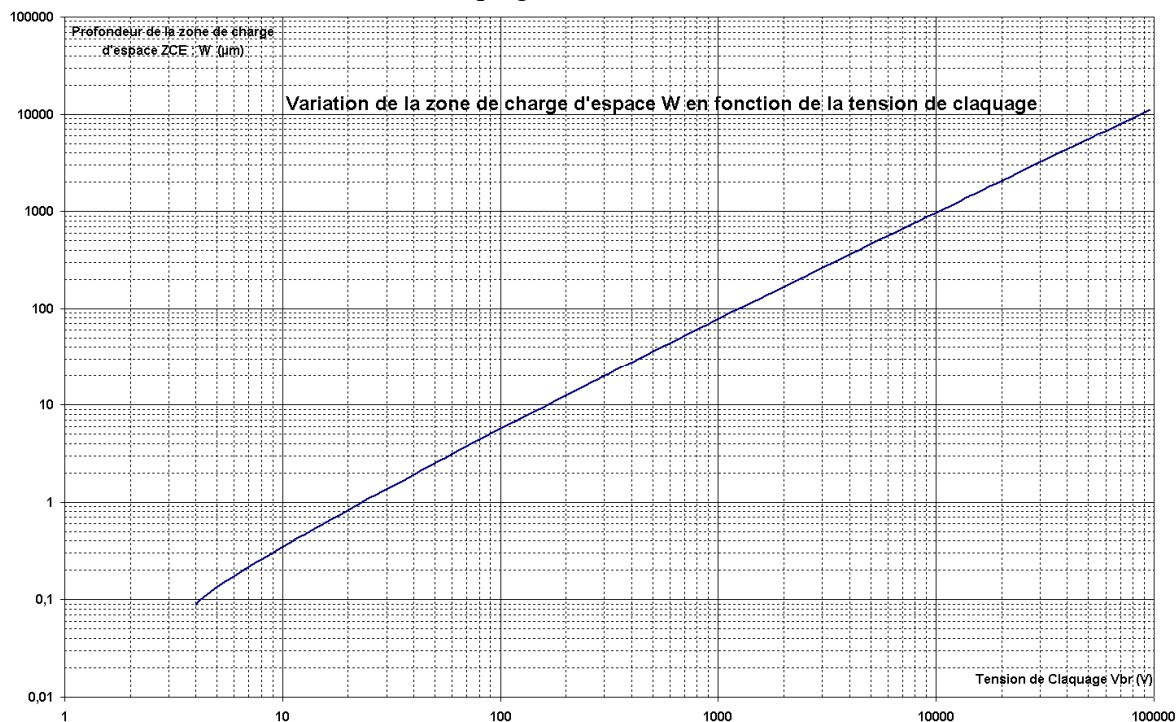
Graphique A 11 : Profondeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre.



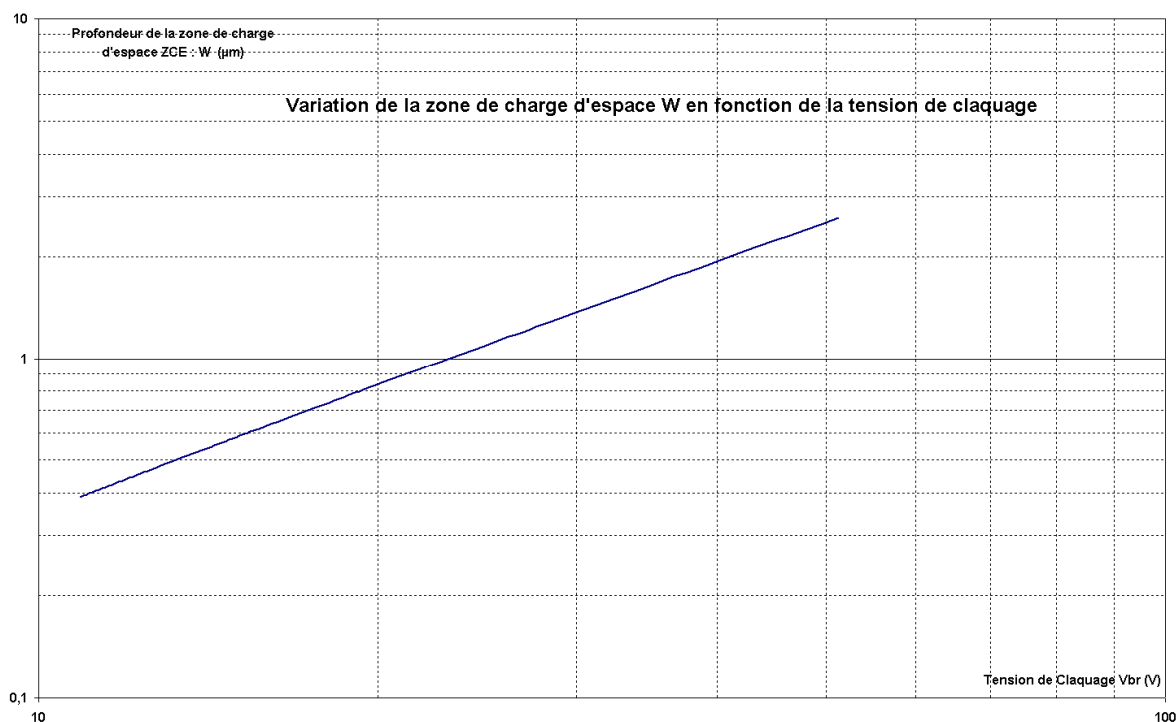
Graphique A 12 : ZCE en fonction de la tension pour $N_A = 2 \cdot 10^{16}$ atomes.cm⁻³.

Variation de la profondeur de la zone de charge d'espace W_{ZCE} en fonction de la tension de claquage V_{br} .

Les deux graphiques suivants Graphique A 13 et Graphique A 14 nous permettent de faire le lien entre la tension de claquage et la profondeur de la zone de charge d'espace en polarisation inverse maximale (au claquage).



Graphique A 13 : Zone de charge d'espace en fonction de la tension de claquage.



Graphique A 14 : ZCE en fonction de la tension de claquage entre 10 et 100V.

Expression simplifiée de la capacité créée par la zone de charge d'espace en fonction de la tension d'alimentation.

Le modèle du condensateur plan constitue la base de l'approche théorique des condensateurs. Il consiste en deux plaques parallèles, chargées de part et d'autre d'un diélectrique. On peut ainsi établir l'expression de la capacité électrique, qui est le rapport entre la charge électrique des plaques sur leur différence de potentiel. Si on note e la distance entre les deux plaques, S la surface de chaque plaque, et ϵ la permittivité diélectrique du milieu entre les plaques, alors on peut établir l'Équation A 31.

$$C = \frac{Q}{U} \qquad C = \frac{\epsilon \cdot S}{e}$$

Équation A 31 : Expression de la capacité

On peut en déduire la capacité d'un carré de métal (aluminium ou or) de $100\mu\text{m}$ de côté déposé par évaporation sur l'oxyde sec de silicium de très grande qualité. L'oxyde thermique a pour constante diélectrique théorique : $\epsilon_{\text{SiO}_2} = 0,33 \cdot 10^{-12} \text{ F.cm}^{-1}$. L'épaisseur séparant les deux armatures est de 3000\AA voir Équation A 32 et Figure A 4.

$$C_{\text{bonding}} = \frac{0,33 \cdot 10^{-12} \text{ F.cm}^{-1} \cdot 100 \cdot 10^{-4} \text{ cm} \cdot 100 \cdot 10^{-4} \text{ cm}}{0,3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}} = 1,1 \text{ pF}$$

Équation A 32 : Valeur numérique pour les plots de bonding.

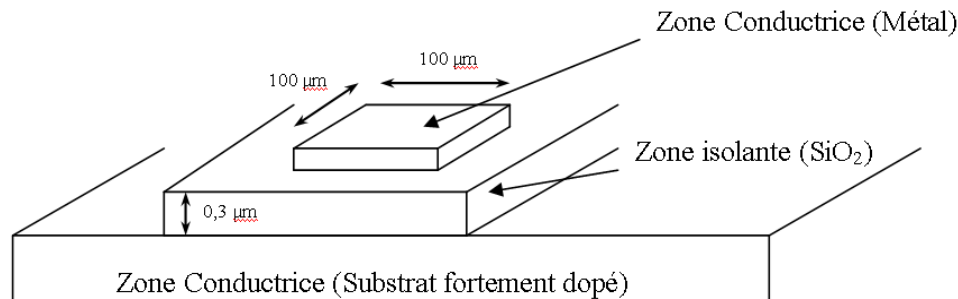
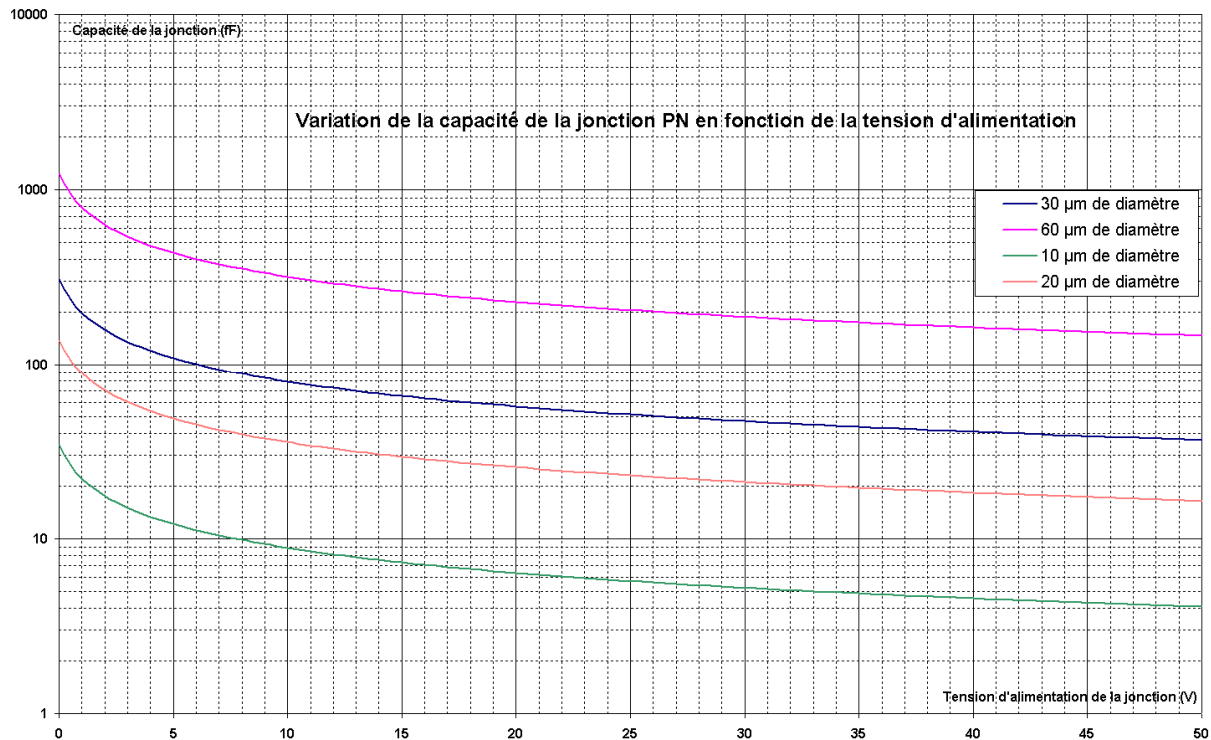


Figure A 4 : Le condensateur plan.

La jonction pn se comporte comme un condensateur dont les plaques sont séparées par une distance W_{ZCE} . La profondeur de la zone de charge d'espace W_{ZCE} varie avec le dopage, et surtout avec la polarisation. La capacité de la jonction va donc varier en fonction de la surface S , du dopage N_A et de la tension d'alimentation V . Nous avons présenté dans les six graphiques précédents, la profondeur de la zone de charge d'espace en fonction du dopage, et de la tension d'alimentation. Pour une polarisation maximale ($V_{\text{pol}} = V_{\text{br}}$) on obtient la profondeur de la zone de charge d'espace maximale (mesurée au moment de l'avalanche), ou encore on peut dire, en polarisation inverse maximale. Maintenant on recherche la capacité de la photodiode en fonction de la tension de polarisation pour un dopage fixé à $2 \cdot 10^{16} \text{ at.cm}^{-3}$. La Figure A 5 montre la structure de la jonction et le Graphique A 15 permet d'avoir la capacité de la jonction en fonction de la tension d'alimentation.



Graphique A 15 : Variation de la capacité d'une jonction en fonction de la polarisation.

Plus on augmente la polarisation inverse de la photodiode, plus la capacité de la jonction diminue, ce qui est normal car la polarisation inverse, augmente le champ électrique dans la zone de charge d'espace.

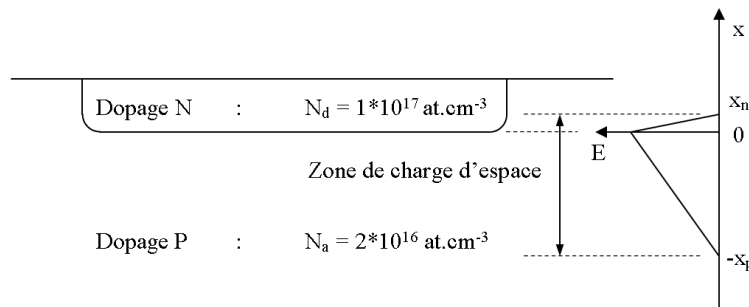


Figure A 5 : Structure de la jonction pour le calcul de la capacité

La mesure de la capacité d'une jonction en fonction de la tension appliquée est une technique standard de caractérisation des semi-conducteurs qui permet de retrouver le profil de dopage. Le calcul de la capacité théorique de la jonction pn nous permet d'avoir une idée sur la rapidité de la photodiode en mode Geiger (le temps mort). On constate qu'une photodiode de 10µm de diamètre aura une capacité théorique de 40fF non polarisée (Graphique A 15). Une photodiode de 30µm polarisée à une tension de 40V aura une capacité de 40fF (Graphique A 15), donc un temps mort de $40\text{fF} \cdot 100\text{k}\Omega = 4 \text{ ns}$, (avec une résistance de charge (quenching) de 100kΩ). La mesure de cette capacité peut être réalisable avec un capacimètre de grande précision (0,1 pF).

Expression simplifiée du gain en mode Geiger en fonction de la tension d'alimentation.

Il est courant de rencontrer dans la littérature un calcul très simplifié donnant le gain d'une photodiode polarisée en mode Geiger en fonction de la tension d'alimentation voir l'Équation A 33. Ce gain est basé sur la différence entre la tension d'alimentation et la tension de claquage de la photodiode.

$$G = \frac{\Delta V.C}{q}$$

Équation A 33 : Expression simplifiée du gain en mode Geiger

ΔV représente la différence entre la tension de polarisation et la tension d'avalanche, en générale 10 à 20% de la tension d'avalanche, égale à 5V pour nos dispositifs. C représente la capacité de la photodiode, 20 fF pour une photodiode de 20 μ m de diamètre polarisée à 40V voir le Graphique A 15. Pour finir q représente la charge d'un électron : $1,6.10^{-19}$ C.

Application numérique pour une capacité de : 20 fF .

$$G = \frac{\Delta V.C}{q} = \frac{5V.20fF}{1,6.10^{-19}C} = 0,624.10^6 \text{ Électrons par photon}$$

$$G = \frac{\Delta V.C}{q} = \frac{4V.20fF}{1,6.10^{-19}C} = 0,499.10^6 \text{ Électrons par photon}$$

Application numérique pour une capacité de : 40 fF .

$$G = \frac{\Delta V.C}{q} = \frac{5V.40fF}{1,6.10^{-19}C} = 1,248.10^6 \text{ Électrons par photon}$$

$$G = \frac{\Delta V.C}{q} = \frac{4V.40fF}{1,6.10^{-19}C} = 0,998.10^6 \text{ Électrons par photon}$$

ANNEXE B

La simulation du procédé technologique avec SILVACO.

Le procédé technologique a été validé par un logiciel de simulation de structures microélectroniques bidimensionnelles : « SILVACO ». Ce logiciel permet de tracer les caractéristiques électriques et d'avoir les courants de fuite et les tensions de claquage des jonctions. Evidemment le courant de fuite et la tension de claquage d'une jonction dépendent d'un grand nombre de paramètres, comme par exemple la taille et les dopages obtenus. Malheureusement ce logiciel de simulation ne prend pas en compte toutes les imperfections de la technologie, comme par exemple la diminution de la durée de vie des porteurs de charge lors des étapes thermiques. Cette durée de vie est fixée à 1 μ s, car elle ne bouge pas au cours de la fabrication.

Nous présentons dans les trois pages suivantes le programme avec les commentaires pour réaliser la simulation technologique et électrique du dispositif.

```
#####  
# Maillage Photodiode      #  
#####  
line x loc=0.00 spac=0.5  
line x loc=16 spac=0.5  
line y loc=0.00 spac=0.01  
line y loc=1 spac=0.1  
line y loc=5 spac=1
```

```
#####  
# Definition du Substrat de depart : dopage duree de vie #  
#####  
# 2*10^16 at.cm-3 0.75 ohm.cm  
# 1.5*10^16      0.85 ohm.cm bore      20us  
# 1.4*10^16      1 ohm.cm  
# 7*10^15      2 ohm.cm bore          200us  
# 4*10^15      1 ohm.cm  
# 2*10^15      2 ohm.cm phosphore      200us  
# 4*10^12      3000 ohm.cm  
# 2*10^12      5000 ohm.cm bore        1600us  
init silicon c.boron=1.5e16 orientation=100 two.d
```

```
#####
# Protection resine  n 1      #
#####
deposit photo thick=2 divisions=20

#####
# Gravure résine pour ADG      #
#####
etch photo start x=8.00 y=-2.00
etch cont x=8.00 y=0.00
etch cont x=12.00 y=0.00
etch done x=12.00 y=-2.00

#####
# Implantation N-              #
#####
implant phosphor dose=1.5e13 energy=100 tilt=7 rotation=0 crystal
etch photo all

#####
# Redistribution  n 1      #
#####
method fermi compress
diffus time=60 temp=600 t.final=1100 dryo2 press=1 hcl.pc=0
method fermi compress
diffus time=600 temp=1100 nitro press=1 hcl.pc=0
method fermi compress
diffus time=60 temp=1100 t.final=600 nitro press=1

#####
# Protection resine n 2      #
#####
deposit photo thick=2 divisions=20

#####
# Gravure resine  n 2      #
#####
etch photo left p1.x=10

#####
# Implantation N +  n 2      #
#####
implant arsenic dose=1.5e13 energy=50 tilt=7 rotation=0 crystal
etch photo all
```

```
#####
# Redistribution      #
#####
method fermi compress
diffus time=60 temp=600 t.final=950 dryo2 press=1 hcl.pc=0
method fermi compress
diffus time=15 temp=950 nitro press=1 hcl.pc=0
method fermi compress
diffus time=60 temp=950 t.final=60 nitro press=1

#####
# Suppression des oxydes pour prendre le contact + miroir  #
#####
etch oxide all
struct mirror left
structure outfile=wa1.str
quit
```

Le programme pour la simulation électrique :

```
go atlas
TITLE "PN Diode Breakdown Simulation with curve tracing algorithm "

mesh infile=wa1.str
electrode name=cathode x.min=-2 x.max=2 y.min=0 y.max=0.031879
electrode bottom name= anode
models auger consrh conmob fldmob b.electrons=2 b.holes=1 evsatmod=0 hvsatmod=0
boltzman bgn print temperature = 300
impac selber an1=703000 an2=703000 bn1=1.213e+06 bn2=1.231e+06 ap1=671000
ap2=1.582e+06 bp1=1.693e+06 bp2=2.036e+06 betan=1 betap=1 egran=400000
method newton itlimit=25 trap atrap=0.5 maxtrap=4 autonr nrcriterion=0.1 tol.time=0.005
dt.min=1e-25
solve init
log outf=atlas.log
solve vcathode=0.0 vstep=1 vfinal=19 name=cathode
solve name=cathode vcathode=19 vfinal=20 vstep=0.5
solve name=cathode vcathode=20 vfinal=20.4 vstep=0.1
solve name=cathode vcathode=20.4 vfinal=20.5 vstep=0.01
solve name=cathode vcathode=20.5 vfinal=20.6 vstep=0.005
output e.field flowlines e.mobility h.mobility
save outf= ws1.str
quit
```


Résultats obtenus pour deux types de substrat : 0.85 $\Omega\cdot\text{cm}$ et 0.75 $\Omega\cdot\text{cm}$

Dopage du substrat :

Substrat type P (Bore) CZ : $1,5 \cdot 10^{16} \text{ At}\cdot\text{cm}^{-3}$ 0.85 $\Omega\cdot\text{cm}$

Implantation n° 1 : Dose = $1\text{e}13 \text{ At}\cdot\text{cm}^{-2}$ Dopage = $1\text{e}13 / (2 \cdot 10^{-4}) = 5 \cdot 10^{18} \text{ At}\cdot\text{cm}^{-3}$.
600°C à 1100°C en 60 min, 1100°C pendant 600min, 1100°C à 600°C en 600 min

Profondeur obtenue : 2.15 μm

Implantation n° 2 : Dose = $4\text{e}13 \text{ At}\cdot\text{cm}^{-2}$ Dopage = $4\text{e}13 / (0,4 \cdot 10^{-4}) = 1 \cdot 10^{18} \text{ At}\cdot\text{cm}^{-3}$.
600°C à 950°C en 60 min, 950°C pendant 15min, 950°C à 600°C en 60 min

Profondeur obtenue : 0.38 μm

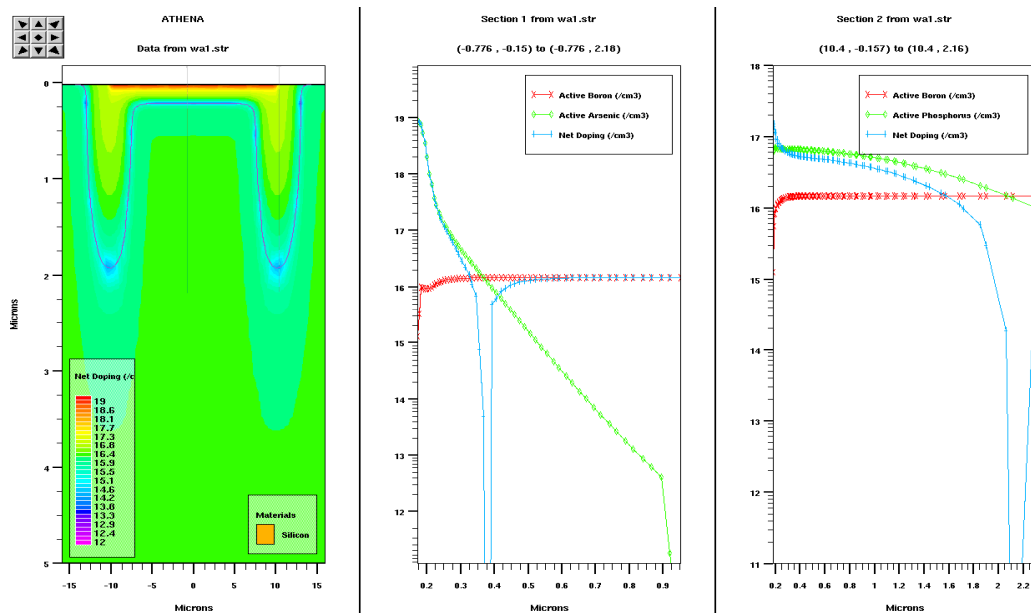
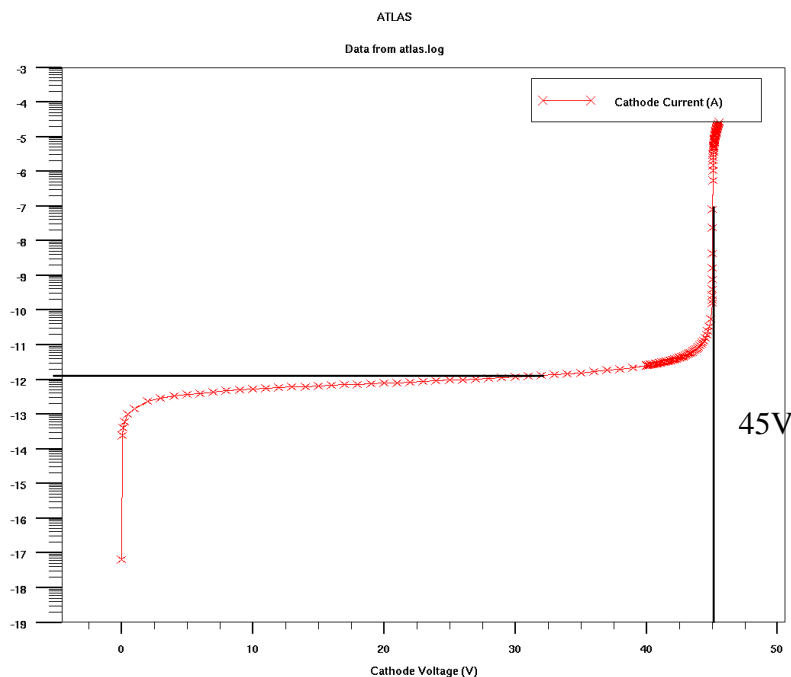


Figure B 1 : Profil de dopage obtenu avec un substrat de résistivité : 0.85 $\Omega\cdot\text{cm}$



Graphique B 1 : Caractéristique courant tension d'une photodiode complète pour un substrat 0.85 $\Omega\cdot\text{cm}$

Substrat : $2 \times 10^{16} \text{ At.cm}^{-3}$ $0.75 \Omega.\text{cm}$

Implantation n° 1 : Dose = $1 \times 10^{13} \text{ At.cm}^{-2}$ Dopage = $1 \times 10^{13} / (1.8 \times 10^{-4}) = 5.5 \times 10^{16} \text{ At.cm}^{-3}$.
 600°C à 1100°C en 60 min, 1100°C pendant 600min, 1100°C à 600°C en 60 min

Profondeur obtenue : $1.9 \mu\text{m}$

Implantation n° 2 : Dose = $4 \times 10^{13} \text{ At.cm}^{-2}$ Dopage = $4 \times 10^{13} / (0.4 \times 10^{-4}) = 1 \times 10^{18} \text{ At.cm}^{-3}$.
 600°C à 950°C en 20 min, 950°C pendant 15min, 950°C à 600°C en 60 min

Profondeur obtenue : $0.36 \mu\text{m}$

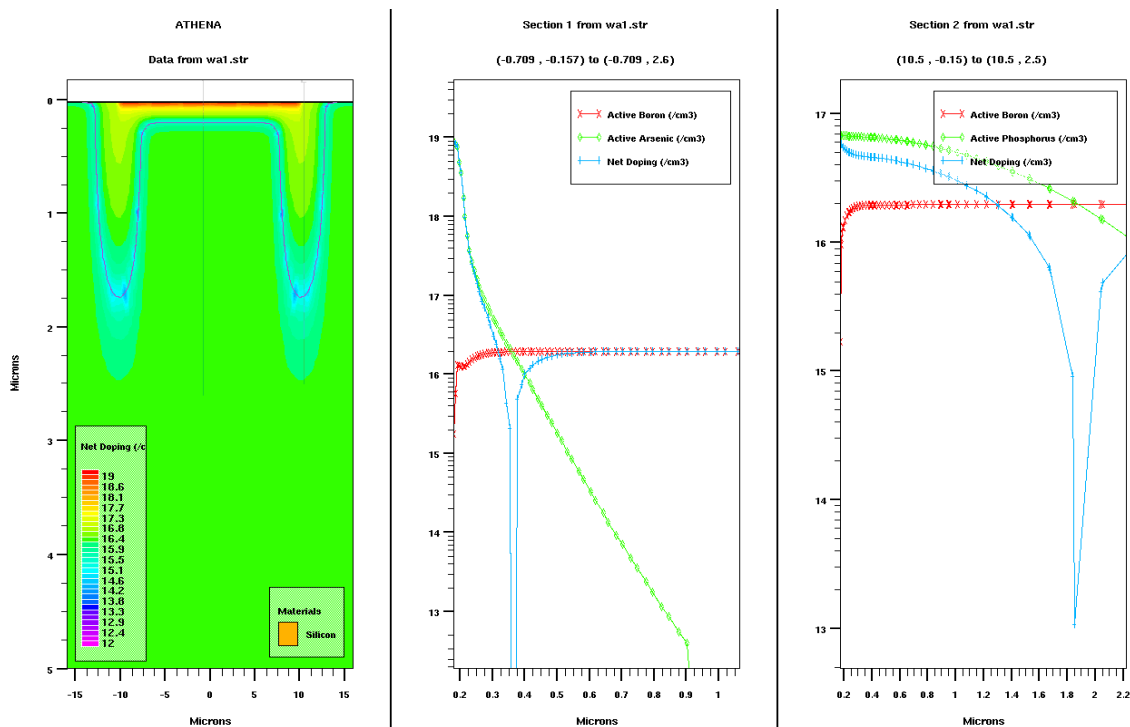
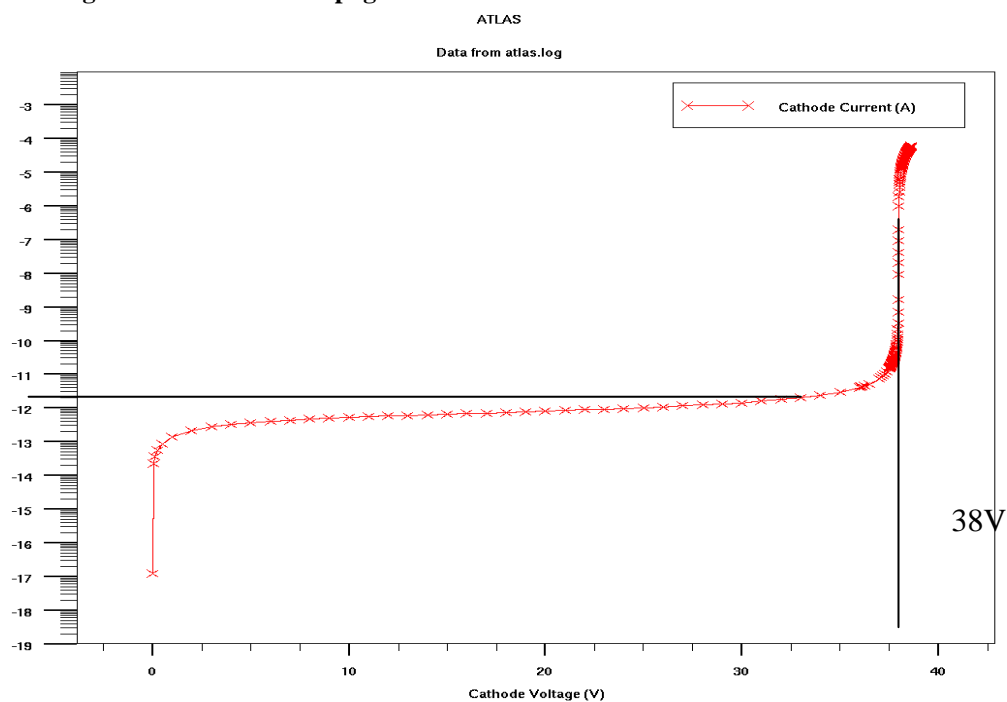


Figure B 2 : Profil de dopage obtenu avec un substrat de résistivité : $0.75 \Omega.\text{cm}$



Graphique B 2 : Caractéristique courant tension d'une photodiode complète pour un substrat $0.75 \Omega.\text{cm}$

Le Graphique B 1 et le Graphique B 2 nous donnent les tensions de claquages et les courants de fuite des photodiodes réalisées pour deux types de résistivité : 0.75 Ω .cm et 0.85 Ω .cm. Les doses des implantations et les redistributions sont identiques. On constate des tensions de claquages et des profondeurs de jonctions très différentes voir Tableau B 1 .

	0,75 Ω .cm	0,85 Ω .cm
Tension de claquage V_{br} theorique (V)	38	45
profondeur de la zone de charge d'espace calculée (μ m)	1,7	2,1
Profondeur net doping pour l'anneau de garde (μ m)	1,9	2,2
Profondeur net doping pour la cathode (μ m)	0,36	0,38

Tableau B 1 : Tension de claquage et profondeur de jonction théorique pour deux types de résistivité.

ANNEXE C

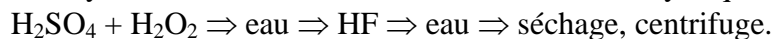
Le procédé technologique propre.

Nous présentons dans cette annexe toutes les étapes nécessaires à la fabrication des photodiodes en salle blanche. Le processus peut être décomposé en 5 parties importantes : les étapes préliminaires de nettoyage et de passivation, suivies par la fabrication des photodiodes, et la fabrication des résistances en polysilicium, et pour finir les étapes d'ouvertures et de métallisations.

Etapes préliminaires de nettoyage et de passivation :

Etape n°0.1 : Nettoyage des wafers vierges (Piranha):

Le Nettoyage Piranha consiste à emprisonner les résidus organiques dans un oxyde de silicium qui se forme grâce à un mélange d'acide sulfurique et d'eau oxygénée. (H_2SO_4 à 96 % H_2O_2). Cet oxyde est ensuite éliminé avec de l'acide fluorhydrique à 5% (HF).



Etape n°0.2 : Mesure de la durée de vie et du dopage, des wafers vierges :

La mesure de la durée de vie du porteur de charge nous renseigne sur l'état du réseau cristallin du silicium. Les étapes thermiques peuvent dégrader l'état du réseau cristallin, et diminuer la durée de vie. On mesure la durée de vie des wafers vierges, est également après chaque étape thermique du processus.

Etape n°0.3 : Oxydation sacrificielle. (0.2 μm) :

L'oxydation sacrificielle permet l'amélioration de la surface du wafer, en supprimant les micro-rayures qui peuvent être faites lors du polissage du wafer. Lors de cette étape il y a création d'un oxyde de 0,2 μm d'épaisseur. Cet oxyde sera supprimé à l'étape suivante.

Nom du programme : Pelsac.src

Durée du programme : 23H15

Débit : O_2 : 3L.min⁻¹

N_2 : 3L.min⁻¹

HCl : 90 cc

Résultat : épaisseur du SiO_2 : 2600Å
Qualité du SiO_2 : $0,3 \cdot 10^{-12}$ F.cm

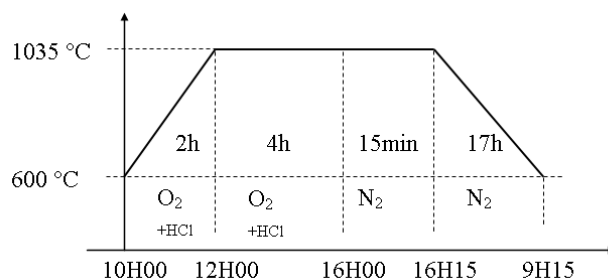


Figure C 1 : Programme de l'oxydation sacrificielle.

Etape n°0.4 : Nettoyage des wafers (RCA) (Radio Corporation of America) :

Le nettoyage RCA est un procédé standard propre à l'industrie du semi-conducteur. Il permet l'élimination d'un grand nombre de contaminants des wafers surtout avant des étapes thermiques à très haute température. Werner Ken a développé la procédure de base en 1965 alors qu'il travaillait pour la RCA (Radio Corporation of America).

$\text{HF} \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow \text{séchage, centrifuge} \Rightarrow \text{HNO}_3 \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow \text{HF} \Rightarrow \text{ammoniaque} + \text{H}_2\text{O}_2 \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow \text{HCl} + \text{H}_2\text{O}_2 \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow \text{HF} \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow \text{séchage, centrifuge}$

Etape n°0.5 : Oxydation de passivation. Grande Qualité :

Nom du programme : oxpeill.src

Durée du programme : 24H15

Débit : O_2 : 3L.min^{-1}

N_2 : 3L.min^{-1}

HCl : 90 cc

Résultat :

épaisseur du SiO_2 : 2700\AA

Qualité du SiO_2 : $0,3 \cdot 10^{-12} \text{ F.cm}$

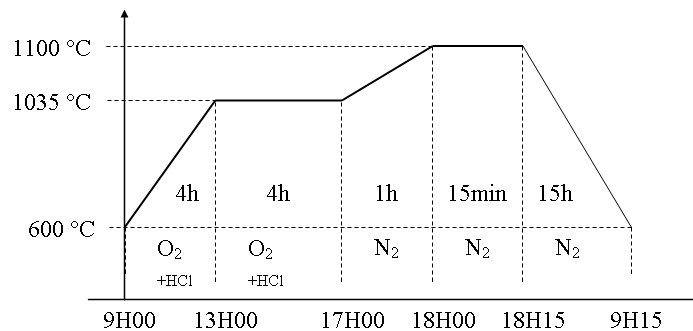
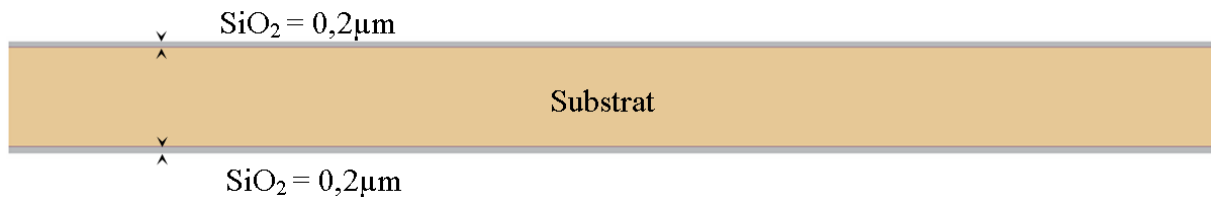


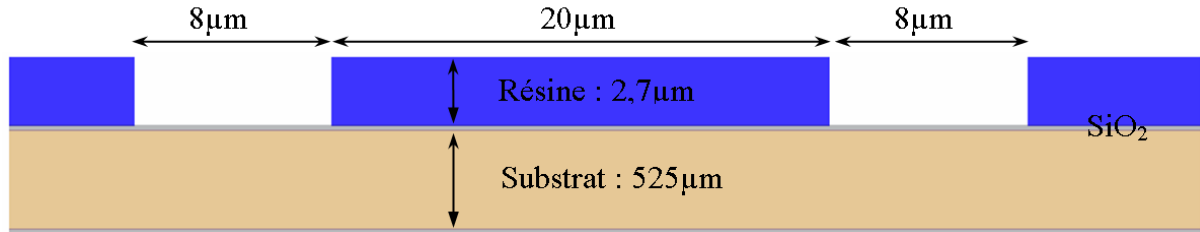
Figure C 2 : Programme de l'oxydation de passivation.



Lors de cette étape il y a création d'un oxyde de 0,2µm d'épaisseur. Cet oxyde est utilisé pour créer une couche de passivation de très grande qualité. Il est réalisé dans un four, où seuls les wafers vierges, parfaitement propres sont acceptés. Le four a reçu un cycle de nettoyage à l'acide chlorhydrique, avant l'introduction des wafers.

Fabrication des photodiodes :

Etape n°1.1 : Photolithographie n°1 (Masque n°1) : Anneau de garde :



Etape n°1.2 : Attaque Buffer HF thermostaté (acide fluorhydrique) :



Lors de cette étape les wafers sont plongés dans un bain d'acide fluorhydrique dilué à 5%. L'oxyde créé à l'étape 0.5 va être supprimé aux endroits où il n'y a pas de résine et également sur la face arrière. Le temps d'attaque est d'environ 2 min et le contrôle de la fin de la réaction est visible sur la face arrière du wafer.

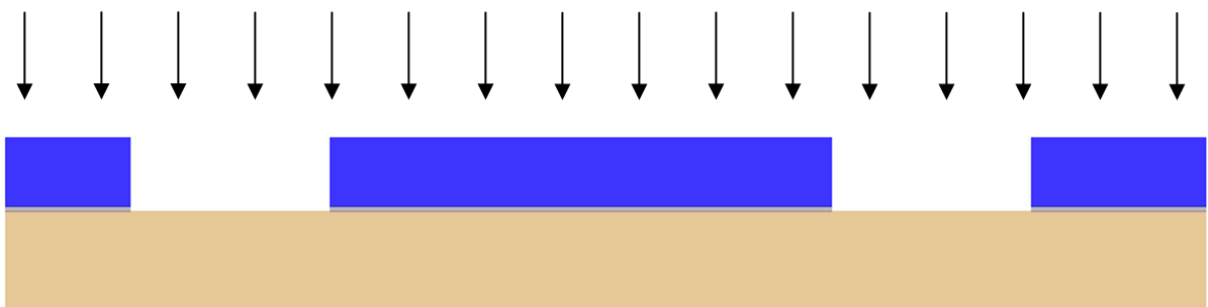
Etape n°1.3 : Implantation n°1 :

Paramètres retenus pour cette étape :

Espèce = Phosphore.

E=70keV

Dose = $1,5 \cdot 10^{13}$ At.cm⁻².



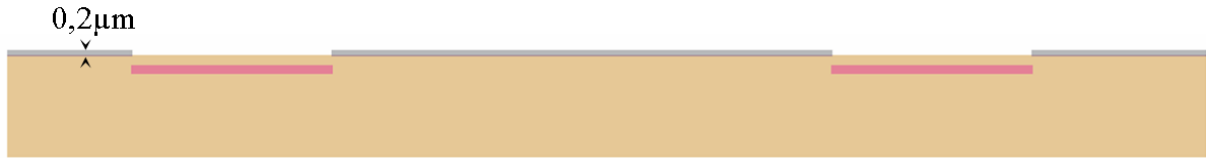
Résultats espérés avec ces paramètres :

Dopage : $6 \cdot 10^{16}$ Atomes.cm⁻³.

Etape n°1.4 : Nettoyage du wafer :

La résine peut être facilement éliminée avec de l'acétone.

Contrôle de l'épaisseur d'oxyde au profilomètre mécanique: $0,2\mu\text{m}$



Nettoyage : $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow \text{HF (5 seconde)} \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow \text{centrifugeuse}$

Etape n°1.5 : Recuit d'activation de l'implantation n°1 avec encapsulation (oxydation) :

Nom du programme : redphden.src

Durée du programme : 31H00

Débit : $\text{O}_2 : 3\text{L.min}^{-1}$

$\text{N}_2 : 3\text{L.min}^{-1}$

$\text{HCl} : 90 \text{ cc}$

Résultat :

épaisseur du $\text{SiO}_2 : 2700\text{\AA}$

Qualité du $\text{SiO}_2 : 0,3 \cdot 10^{-12} \text{ F.cm}$

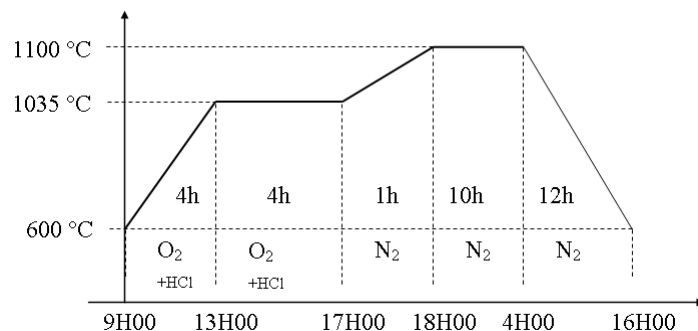


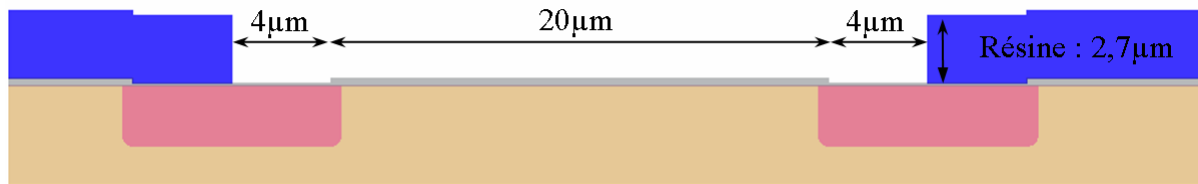
Figure C 3 : Programme de l'activation de l'implantation n°1.



Lors de cette étape il y a création d'un oxyde de $0,2\mu\text{m}$ d'épaisseur aux endroits où il n'y avait rien (ex : face arrière), et croissance de l'oxyde déjà présent pour atteindre l'épaisseur de $0,3\mu\text{m}$. Le dopage normalement obtenu en simulation pour l'anneau de garde est de : $6 \cdot 10^{16} \text{ Atomes.cm}^{-3}$.

Etape n°2.1 : Photolithographie n°2 (Masque n°2) : Région photodiode :

Résultats espérés avec ces paramètres : Profondeur du dopage : (2,3 à 2,5) μm



Etape n°2.2 : Attaque Buffer HF thermostaté (acide fluorhydrique) :

Lors de cette étape les wafers sont plongés dans un bain d'acide fluorhydrique dilué à 5%. L'oxyde créé à l'étape 0.5 et 1.5 va être supprimé aux endroits où il n'y a pas de résine et également sur la face arrière. Sur la face arrière il y a seulement l'oxyde formé lors de l'étape 1.5. Le contrôle de la fin de la réaction est donc prévu avec des motifs sur la face avant.

Le temps d'attaque est d'environ 3 min



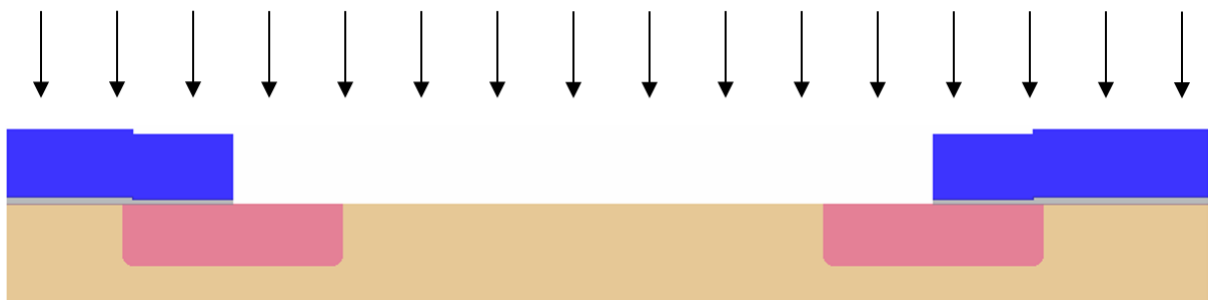
Etape n°2.3 : Implantation n°2 :

Paramètres retenus pour cette étape :

Especie = Arsenic.

E=50keV

Dose = $1,5 \cdot 10^{13} \text{ At.cm}^{-2}$.



Résultats espérés avec ces paramètres :

Dopage : $5 \cdot 10^{17} \text{ Atomes.cm}^{-3}$.

Etape n°2.4 : Nettoyage du wafer :

Acétone pour supprimer la résine

Contrôle de l'épaisseur d'oxyde au profilomètre mécanique: $0,2\mu\text{m}$



Nettoyage : $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow \text{HF (5 secondes)} \Rightarrow \text{eau} \Rightarrow \text{centrifugeuse}$

Etape n°2.5 : Recuit d'activation de l'implantation n°2 avec encapsulation (oxydation) :

Nom du programme : redarden.src

Durée du programme : 2H40

Débit : $\text{O}_2 : 5\text{L.min}^{-1}$
 $\text{N}_2 : 3\text{L.min}^{-1}$
 $\text{HCl} : 150 \text{ cc}$

Résultat : épaisseur du SiO_2 : 1000 \AA
Qualité du SiO_2 : $0,3 \cdot 10^{-12} \text{ F.cm}$

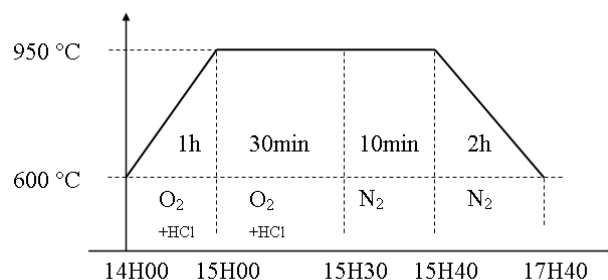
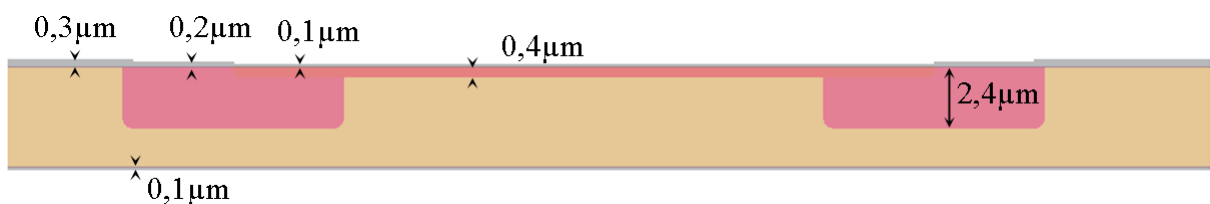


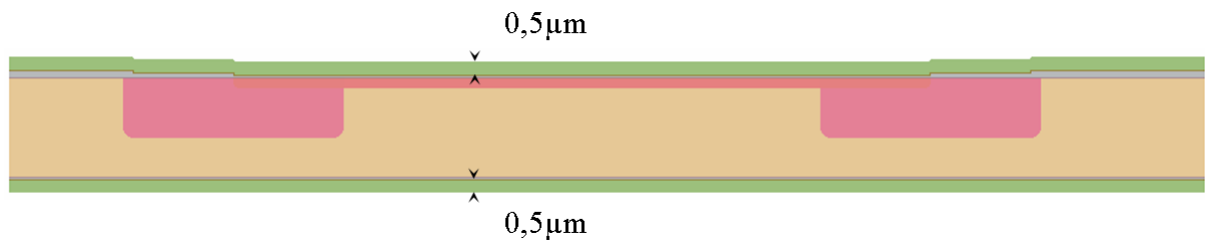
Figure C 4 : Programme de l'activation de l'implantation n°2.



Lors de cette étape il y a création d'un oxyde très fin inférieur à $0,1\mu\text{m}$ d'épaisseur aux endroits où il n'y avait rien (ex : face arrière), la croissance de l'oxyde déjà présent est quasiment négligeable. Le dopage normalement obtenu en simulation pour la région cathode de la photodiode est de : $5 \cdot 10^{17} \text{ Atomes.cm}^{-3}$, avec une profondeur de jonction de : $0,3 \mu\text{m}$ à $0,4 \mu\text{m}$

Fabrication des résistances en polysilicium :

Etape n°3 : Dépôt de Poly Silicium de 0,5µm LPCVD pleine plaque sur l'oxyde thermique :



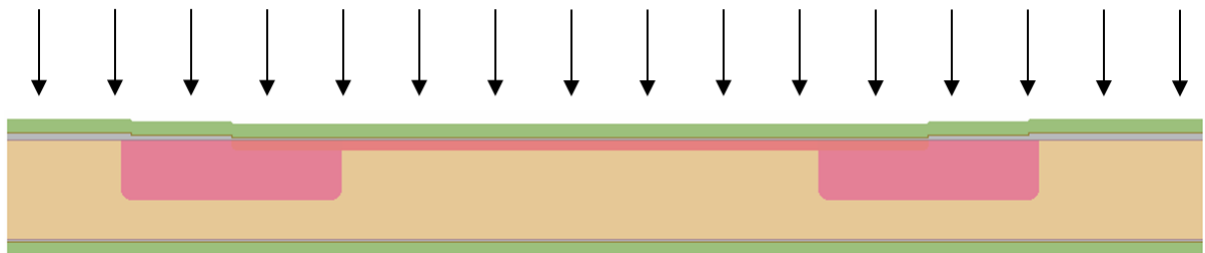
Etape n°4 : Implantation faible dose pleine plaque du polysilicium :

Paramètres retenus pour cette étape :

Espèce = Bore.

E=50keV

Dose = $1 \cdot 10^{14}$ At.cm⁻².

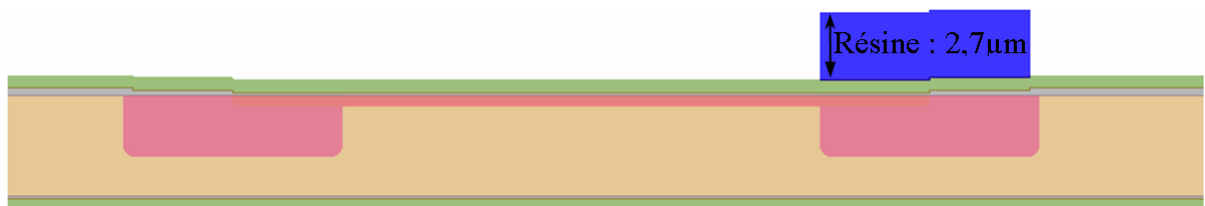


Résultats espérés avec ces paramètres :

Dopage: $2 \cdot 10^{18}$ At.cm⁻³.

Résistivité 100 kΩ/□

Etape n°5.1 : Photolithographie n°3 (Masque n°3) : Protection des zones résistives :



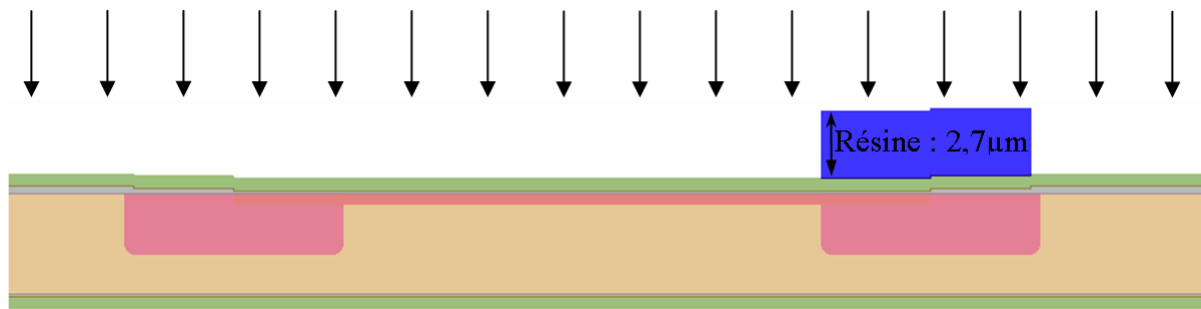
Etape n°5.2 : Implantation forte dose, zones conductrices et les prises de contact ohmique :

Paramètres retenus pour cette étape:

Espèce = Phosphore.

E=50keV

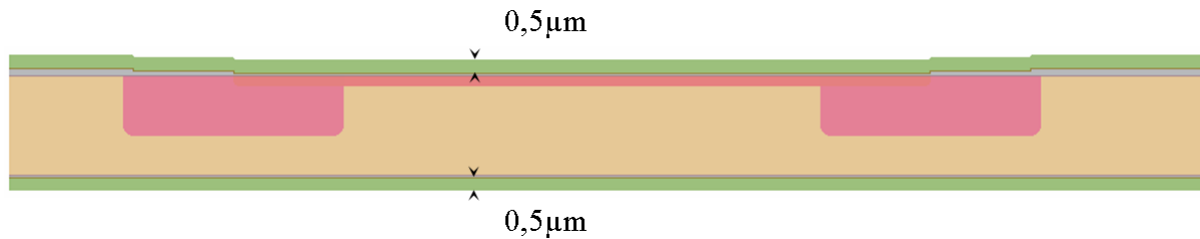
Dose = $5 \cdot 10^{14}$ At.cm⁻².



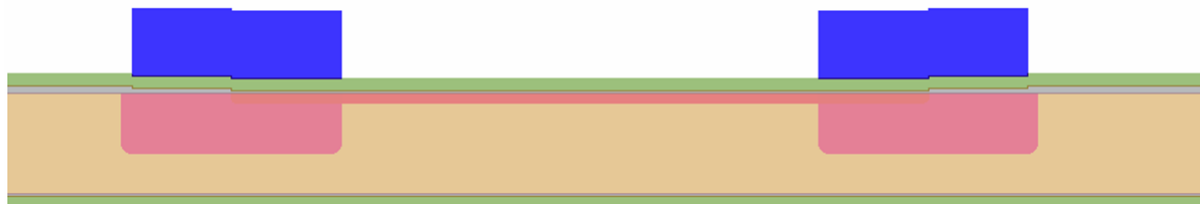
Résultats espérés avec ces paramètres :
 Dopage : $2 \cdot 10^{19}$ Atomes. cm^{-3} .
 Résistivité $50 \Omega/\square$

Etape n°5.3 : Nettoyage du wafer :

La résine peut être supprimée avec de l'acétone.

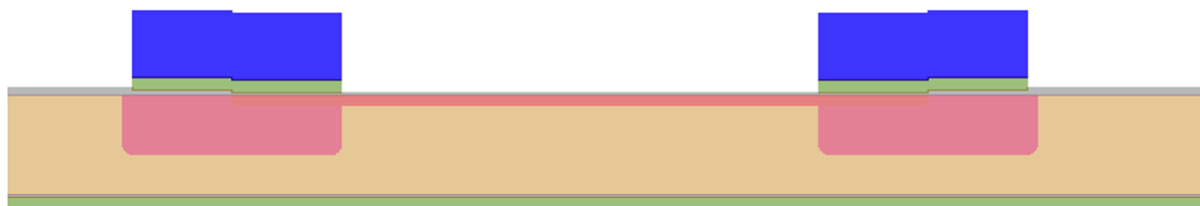


Etape n°6 : Photolithographie n°4, (Masque n°4) Gravure du polysilicium (RIE).



Etape n°7.1 : Gravure du polysilicium par RIE:

Sur cette étape il s'agit de graver $0,5\mu\text{m}$ de polysilicium et de terminer la gravure sur le silicium qui a une épaisseur de $0,1\mu\text{m}$. La gravure est très sélective et ne présente aucun problème. La gravure est suivie par des détecteurs (réflectométrie), le temps d'attaque est de : 4 minutes.



Etape n°7.2 : Nettoyage après gravure :

Acétone suivie d'un nettoyage « plasma O₂ » pour supprimer la résine.



Etape n°7.3 : Recuit d'activation de l'implantation n°3 et 4 avec encapsulation (oxydation) :

Nom du programme : redarden.src

Durée du programme : 2H40

Débit : O₂ : 5L.min⁻¹ Résultat :
N₂ : 3L.min⁻¹
HCl : 150 cc

épaisseur du SiO₂ : 1000 Å
Qualité du SiO₂ : 0,3.10⁻¹² F.cm

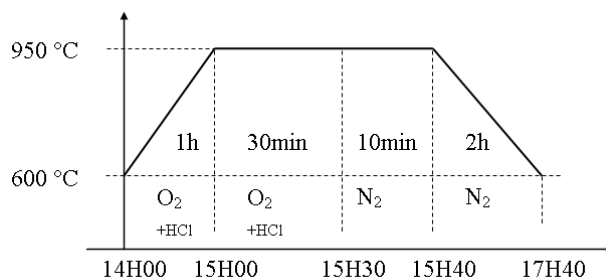
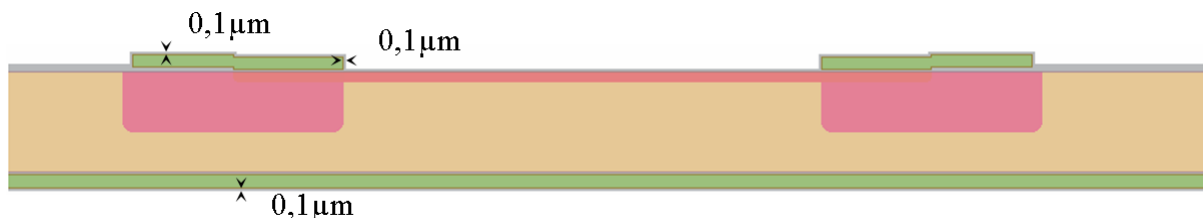
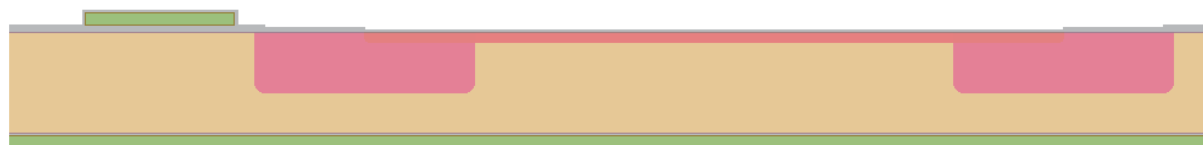


Figure C 5 : Programme de l'activation de l'implantation n°3 et 4.



La résistance en polysilicium fait généralement le tour de la photodiode, elle se trouve sur l'anneau de garde pour avoir le maximum de surface sensible (le moins de perte de place possible). Pour avoir une meilleure compréhension de la connexion entre la résistance et la photodiode en coupe, il est préférable de la représenter à coté de la photodiode (figure ci-dessous)



Etapes d'ouvertures (photodiodes et résistances) et de métallisations :

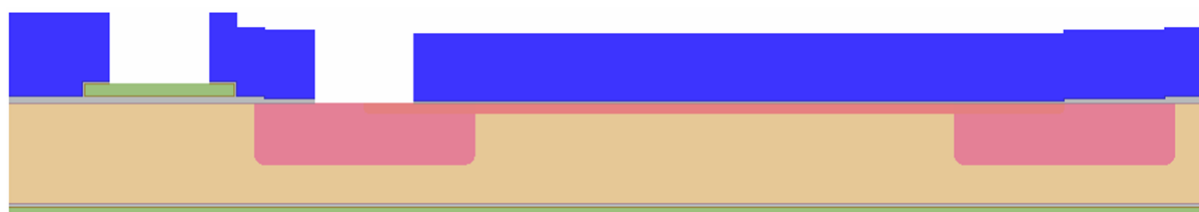
Etape n°8.1 : Photolithographie n°5 (Masque n°5) Ouvertures de contact (sur les résistances et sur la photodiode) :



Etape n°8.2 : Attaque Buffer HF thermostaté (acide fluorhydrique) :

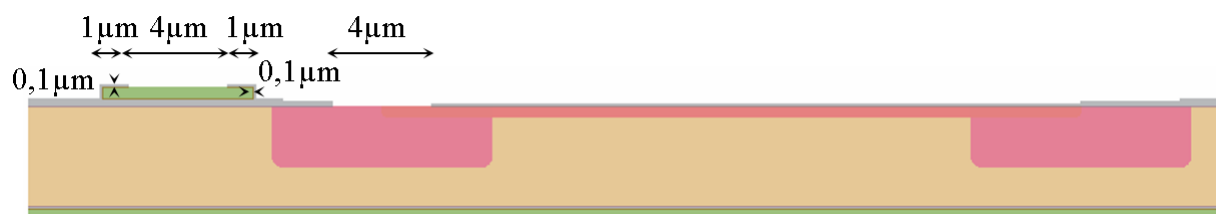
Temps d'attaque : environ 3 min.

Le contrôle de la fin de la réaction n'est pas visible sur la face arrière du wafer en effet pour pouvoir prendre le contact « anode commune » sur le wafer l'épaisseur d'oxyde est beaucoup plus importante que l'oxyde face arrière qui disparaît au bout de 1 minute.

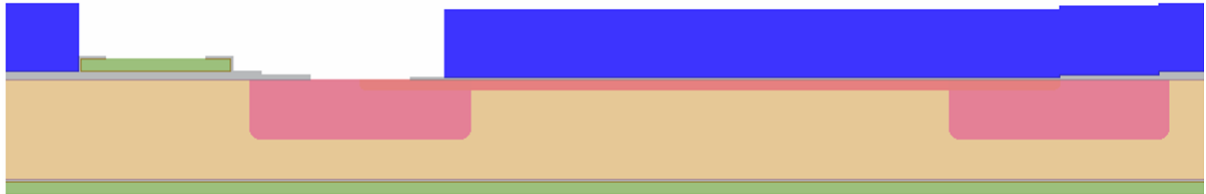


Etape n°8.3 : Nettoyage du wafer :

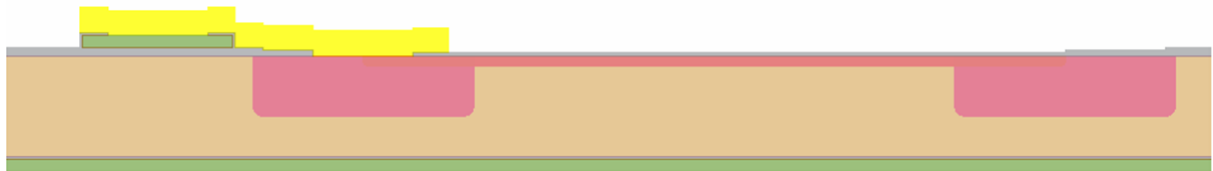
Acétone pour supprimer la résine.



Etape n°9.1 : Photolithographie n°6 (Masque n°6) : Métallisation :



Etape n°9.2 : Métallisation lift-off :



Dépôt d'aluminium suivi par un bain d'acétone et d'ultrason.

Etape n°10.1 : Découpe des composants :

Un dépôt de résine est nécessaire pour la protection contre les microparticules de silicium qui peuvent se déposer sur le substrat lors de la découpe. La résine est supprimée avec de l'acétone après la découpe.

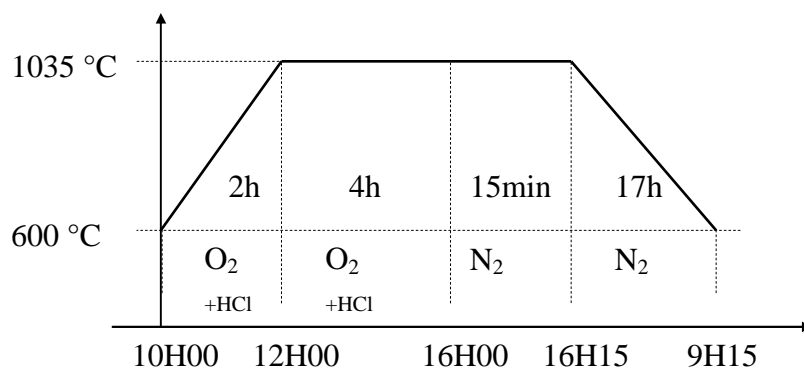
Etape n°10.2 : Recuit métallique :

Le recuit métallique à lieu dans un four spécifique pour le métal aluminium. Le recuit métallique se fait à une température de 450 °C pendant 20 min avec de l'Azote Hydrogéné.

Les programmes utilisés par les fours du LAAS.

Oxydation sacrificielle : [Pelsac.src](#)

Durée du programme : 23H15

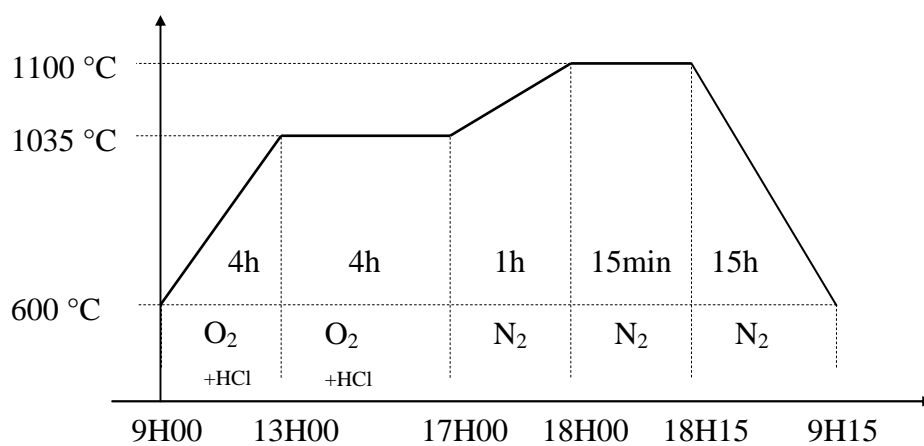


Débit :
 O₂ : 3L.min⁻¹
 N₂ : 3L.min⁻¹
 HCl : 90 cc

Résultat :
 épaisseur du SiO₂ : 2600 Å
 Qualité du SiO₂ : 0.3*10⁻¹² F.cm

Oxydation de passivation permanente : [oxpeill.src](#)

Durée du programme : 24H15

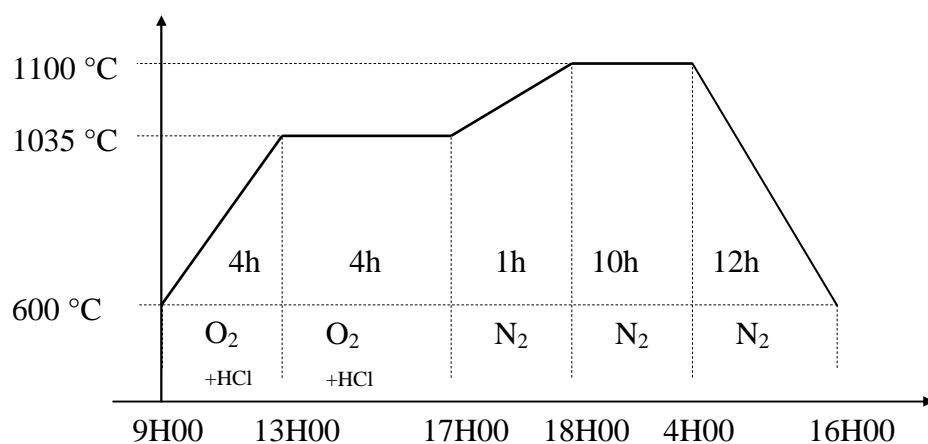


Débit :
 O₂ : 3L.min⁻¹
 N₂ : 3L.min⁻¹
 HCl : 90 cc

Résultat :
 épaisseur du SiO₂ : 2700 Å
 Qualité du SiO₂ : 0.3*10⁻¹² F.cm

Oxydation, avec activation et redistribution du phosphore, anneau de garde: [redphden.src](#)

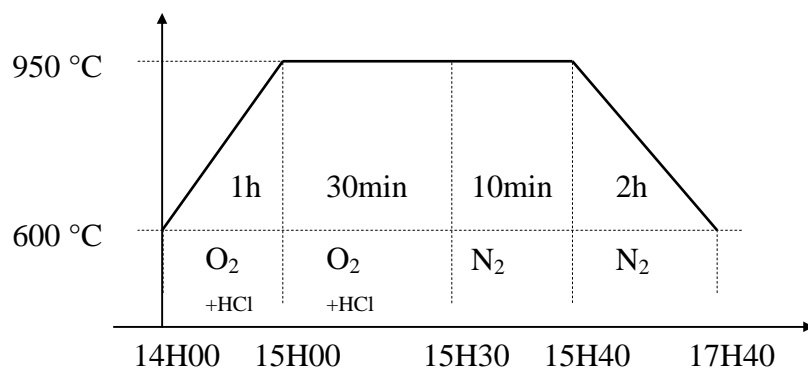
Durée du programme : 31H00



Débit :	O ₂ : 3L.min ⁻¹	Résultat :	épaisseur du SiO ₂ : 2700 Å
	N ₂ : 3L.min ⁻¹		Qualité du SiO ₂ : 0.3*10 ⁻¹² F.cm
	HCl : 90 cc		

Oxydation, avec activation et redistribution de l'Arsenic, cathode photodiode : [redarden.src](#)

Durée du programme : 2H40



Débit :	O ₂ : 5L.min ⁻¹	Résultat :	épaisseur du SiO ₂ : a mesurer (1500 Å)
	N ₂ : 3L.min ⁻¹		Qualité du SiO ₂ : a mesurer
	HCl : 150 cc		

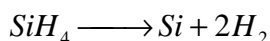
ANNEXE D

Le polysilicium étalonné par T.CAMPS.

Les couches minces de silicium polycristallin, couramment appelées polysilicium sont très largement utilisées pour la réalisation d'électrodes de grille dans les technologies MOS. Elles sont aussi employées pour la réalisation de résistances, ce qui est le cas dans notre processus technologique, ainsi que pour assurer des contacts ohmiques avec des jonctions peu profondes. Dans le cadre de l'utilisation comme électrode de grille, un métal (tel que le tungstène) peut être déposé à sa surface pour augmenter sa conductivité. Le polysilicium est compatible avec des traitements à haute température tels que l'oxydation thermique du silicium ou les recuits d'activation après implantation (jusqu'à 950°C maximum). Comme électrode de grille, il s'est avéré plus fiable que l'aluminium, car il limite les charges parasites dans l'oxyde. Il a l'avantage de pouvoir être déposé de manière uniforme même sur des reliefs abrupts (tranchée de 3µm maximum). Les couches minces de polysilicium (0,2µm, 0,25µm, 0,3µm et 0,5µm) fortement dopées peuvent également être employées en tant qu'émetteur dans des circuits bipolaires alors que les films de polysilicium faiblement dopés peuvent être employés comme résistances. Les couches minces de polysilicium faiblement dopées peuvent être utilisées pour la réalisation de résistances de quelques ohms à plusieurs giga ohm avec une certaine stabilité avec la température. Enfin, la possibilité de le déposer par LPCVD à basse température (750°C) permet d'envisager des réalisations sur un grand nombre de supports autres que le silicium, par exemple le verre. Dans notre processus technologique nous avons réalisé une couche de polysilicium à contrainte réduite, LPCVD à 605 °C pour atteindre une épaisseur de 0.5 µm.

Méthode de dépôt du polysilicium

Le dépôt de polysilicium, sur un wafer de semi-conducteur, est réalisé par pyrolyse (décomposition thermique) du silane, SiH₄, à l'intérieur d'un réacteur à basse pression à une température comprise entre 580°C et 650°C. Ce procédé de pyrolyse, qualifié de Low Pressure Chemical Vapor Deposition (LPCVD), implique la réaction de base suivante : le silane se décompose en silicium et deux molécules d'hydrogène :



Il y a deux procédés basse pression communément utilisés pour déposer des couches de polysilicium. Le premier emploie une concentration de silane de 100% à une pression de 25 Pa à 130Pa (0.2 à 1.0 torr). Le second utilise une concentration de silane moindre (20-30% dilué dans de l'azote) et conserve la même pression. Ces deux types de dépôt permettent de déposer le polysilicium sur 10-20 wafers par lancement (run), à une vitesse de l'ordre de 10-20 nm/min et avec des uniformités d'épaisseur de plus ou moins 5%. L'espacement entre les wafers et leur taille, n'ont que des effets mineurs sur le procédé de dépôt. Les paramètres les plus critiques sont la température, la pression, la concentration en silane, et la concentration de dopant. La vitesse de dépôt du polysilicium augmente rapidement avec la température, elle suit l'Équation D 1.

$$R = A.e^{\frac{-qE_a}{kT}}$$

Équation D 1 : Equation d'Arrhenius

Où R est la vitesse de dépôt, E_a est l'énergie d'activation en électron-volts, T est la température absolue en degrés Kelvin, k est la constante de Boltzmann, q est la charge élémentaire d'un électron et A une constante.

L'énergie d'activation pour le dépôt de polysilicium est d'environ 1.7 eV. Il y a cependant une température limite, où la vitesse de dépôt deviendrait plus rapide que la vitesse d'apport de silane à la surface des wafers. Au delà de cette température, la vitesse de dépôt sature et on dit alors que cette réaction est "mass-transport-limited". Dans ce cas, la vitesse de réaction dépend principalement de la concentration en réactif, de la géométrie du réacteur et de l'écoulement des gaz.

Quand la vitesse de dépôt de polysilicium est plus lente que la vitesse d'apport de silane, alors, le dépôt sera limité par la réaction en surface et sera sensible à la concentration en réactif et à la température de réaction. Les procédés de dépôt classiques sont limités par les réactions en surface car ils garantissent une bonne uniformité de l'épaisseur et une taille de grain reproductible.

Dopage du polysilicium :

Afin d'avoir d'une résistance de grande valeur, nous avons besoin de contrôler parfaitement la résistivité du polysilicium. Pour ce faire, nous devons choisir le type de dopant la concentration et la méthode de dopage. Nous avons trois techniques de dopage à notre disposition : le dopage in situ, le dopage par diffusion et enfin le dopage par implantation ionique.

Dopage in situ :

La méthode de dopage in situ du polysilicium consiste à apporter les dopants au cours du dépôt de la couche de polysilicium. Cela implique l'adjonction de gaz dopants tels que la phosphine ou diborane aux gaz normalement utilisés pour le dépôt de polysilicium. Cette méthode n'est pas un processus simple, puisque l'introduction des gaz dopants complique le contrôle de l'épaisseur des couches, de l'uniformité des dopants et de la vitesse de dépôt. Néanmoins, cette technique quand elle est bien maîtrisée, s'avère très performante. En effet, malgré le danger lié à l'emploi de gaz hautement toxique, on peut arriver à un très bon contrôle de la concentration et donc de la résistivité de la couche déposée.

Dopage par diffusion :

L'étape de diffusion est généralement réalisée à des températures relativement élevées (900°C à 1100°C). Cette méthode correspond à une oxydation thermique humide du polysilicium, mais la vapeur d'eau est remplacée par un flux d'azote ayant barboté dans une solution à base de POCl_3 . Il en résulte la croissance d'un verre fortement dopé phosphore qui sert ensuite de source dopante qui diffusera dans le polysilicium lors d'un recuit de redistribution. L'avantage de la diffusion est la possibilité d'atteindre des niveaux de dopage très élevés au sein du polysilicium, permettant d'atteindre des résistivités très faibles.

Cependant, les hautes températures nécessaires ont tendance à augmenter la rugosité et le dopage effectif n'est pas contrôlable.

L'implantation ionique :

Le principe de l'implantation ionique est de bombarder des dopants dans la couche polysilicium. Dans ce but, on accélère des ions d'espèces dopantes à haute énergie (des dizaines de kV). L'implantation ionique a des effets destructifs et elle doit être suivie d'une étape de recuit qui répare les défauts ainsi créés au sein du réseau cristallin et qui active les dopants implantés (les atomes passent de sites interstitiels à des sites substitutionnels). Le principal avantage est la possibilité de contrôler le niveau et la localisation du dopage avec une grande précision. Cependant, on ne peut pas atteindre de niveaux de résistivité aussi bas que ceux obtenus par diffusion. Cette méthode permet une localisation précise des zones dopées (photolithographie). Plusieurs types de dopants peuvent cohabiter dans la même structure avec différentes concentrations.

Les deux paramètres les plus importants lors de l'étape d'implantation sont la dose et l'énergie utilisées. La dose correspond à la quantité d'atomes dopants qui sera implantée par unité de surface et est exprimée en atomes/cm². La relation entre dose et dopage dépend du profil d'implantation (épaisseur du polysilicium). Dans le cas d'une couche mince de polysilicium ($\leq 0,5 \mu\text{m}$), cette répartition devient uniforme après le recuit d'activation et dès lors, le dopage est lié à la dose par la relation (Équation D 2) :

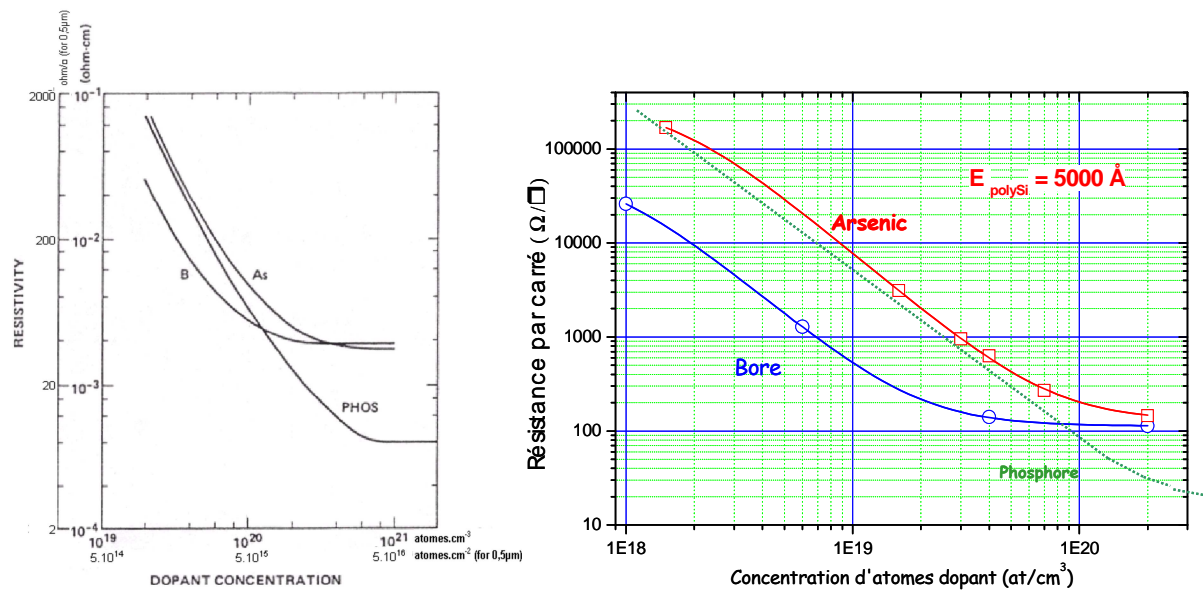
$$\text{Dopage} = \frac{\text{Dose}}{\text{Epaisseur}}$$

Équation D 2 : Dose en atomes.cm⁻² et Dopage en atomes.cm⁻³

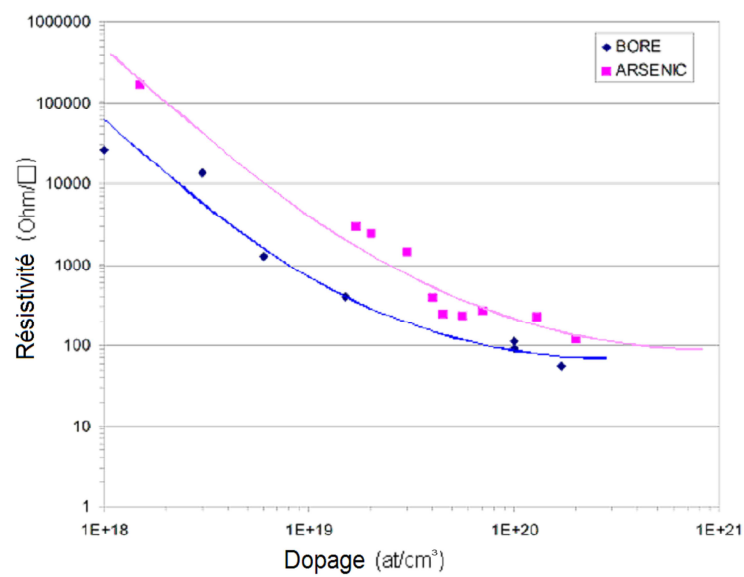
Les résultats de la littérature présentés sur le Graphique D 1 montrent les possibilités qu'offre le dopage du polysilicium par implantation. Les trois courbes présentent les résistivités de couche dopée par les trois dopants les plus usités à savoir pour le type N, l'arsenic (As) et le phosphore (PHOS), et pour le type P, bore (B). Pour chacun, on retrouve pour les plus forts niveaux de dopages ($10^{21} \text{ at.cm}^{-3}$), correspondent à une dose élevée ($5 \cdot 10^{21}$ pour une épaisseur de $0,5 \mu\text{m}$), un mécanisme de solubilité limite, caractérisé par un « plancher » de la résistivité.

Cependant, dans le cas du polysilicium, les valeurs de résistivité sont extrêmement sensibles au procédé (dépôt, recuit d'activation). Il est donc nécessaire de caractériser la conduction du polysilicium réalisé au LAAS. D'autre groupe de recherche ont déjà caractérisé le polysilicium réalisé au LAAS (Graphique D 2). Nous avons utilisé et complété ces résultats pour notre gamme de mesures ($100 \text{ k}\Omega/\square$) avec un recuit d'activation de 30 minutes à 950°C , ces résultats sont sur le Graphique D 2 et le Tableau D 1.

L'énergie d'implantation permet d'ajuster la profondeur de la zone implantée et le recuit post implantation visant la redistribution et l'activation des atomes implantés. Dans le cas de couches minces où le recuit permet un dopage uniforme du film, l'énergie ne joue aucun rôle et sera donc fixée pour toutes nos réalisations à 50 keV.



Graphique D 1 : Evolution de la résistivité en fonction du dopage (littérature).



Graphique D 2 : Evolution de la résistivité en fonction du dopage au LAAS.

Dopage Bore (at/cm ³)	Résistance par carré (Ω/□)	Dopage Arsenic (at/cm ³)	Résistance par carré (Ω/□)
1,00E+18	26000	1,5 E+18	168000
3E+18	13505	2 E+19	2400
6,00E+18	1280	3 E+19	1450
1,5E+19	399	4 E+19	388
8E+19	113	7 E+19	270
1E+20	92	1 E+20	223
1,7E+20	56	2 E+20	120

Tableau D 1 : Valeur de la résistivité en fonction du dopage au LAAS.

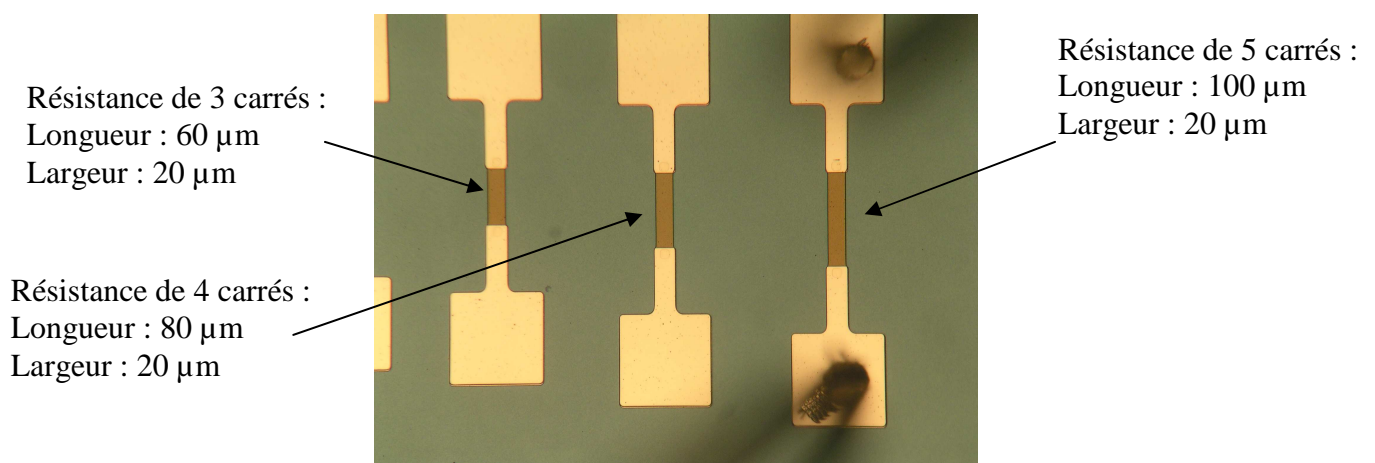


Figure D 1 : Mesure des résistances en polysilicium.

ANNEXE E

Les techniques d'acquisitions.

Une partie des travaux de cette thèse consiste à réaliser l'acquisition d'impulsions électriques, révélateur d'un événement photonique (signal) ou thermique (bruit). Cette impulsion a préalablement été mise en forme pour obtenir une tension de 3,3V. La durée de l'impulsion est de quelques nanosecondes. La méthode la plus facile, rapide, peu coûteuse, et reconfigurable à volonté suivant les nouvelles idées d'acquisition des impulsions envisageables, est un FPGA (composant électronique) programmé en VHDL (langage de description). Dans cette annexe nous présentons les outils utilisés (logiciel) pour développer le système d'acquisition des impulsions et l'enregistrement des données, ainsi que la méthode pour y parvenir.

Les logiciels utilisés.

Logiciels utilisés pour la réalisation du projet :

- Xilinx ISE 9.1i
- ModelSim SE/PE 5.5c
- IMPACT
- Labview 8.1

Xilinx ISE 9.1i

Le banc de test a été développé avec le logiciel Xilinx ISE 9.1i, la réalisation s'est faite sur un PC administré par Windows 2000. C'est un outil de gestion de projet VHDL. Il permet de faire du code VHDL, de visualiser les schémas, et les machines à état décrites par le code ou le contraire. Il réalise la synthèse logique. Il transforme le code VHDL en une netlist (.edif). Cette netlist est un fichier utilisable par un placeur-routeur qui, suivant la cible réalise le fichier utilisé pour la programmation du FPGA (.bit) voir Figure E 1.

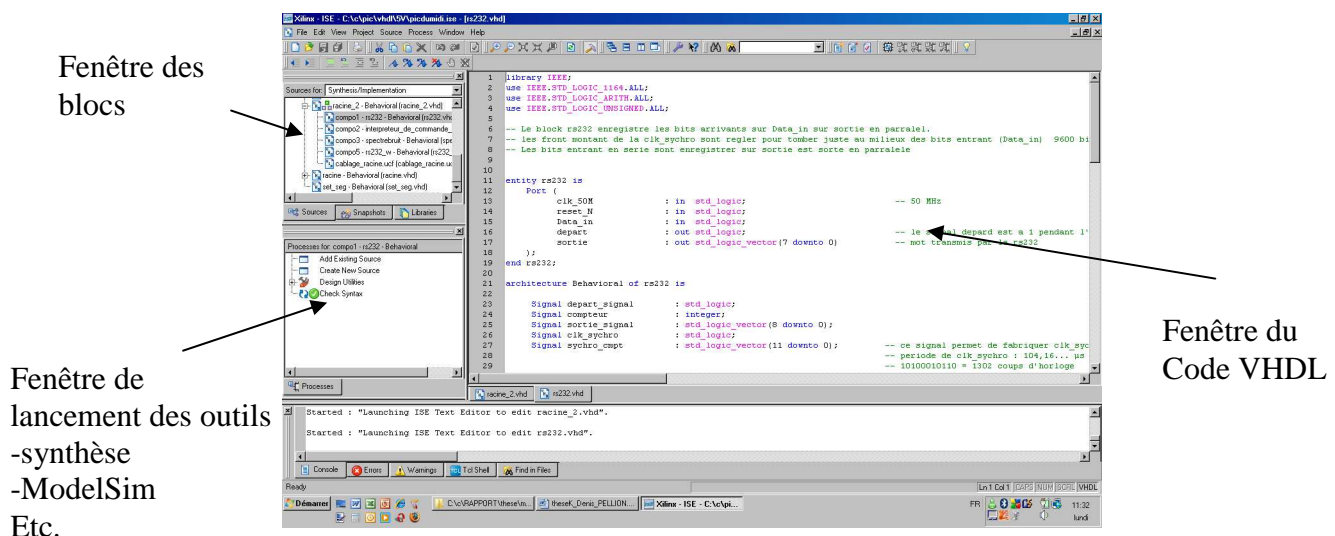
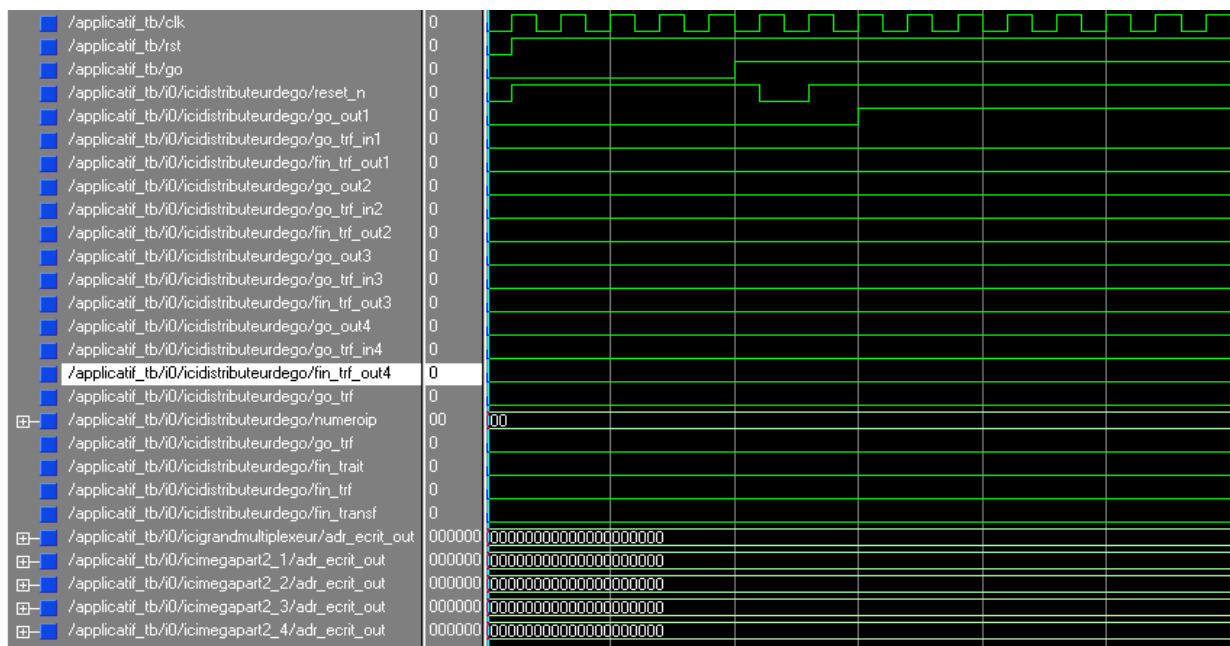


Figure E 1 : Copie de l'écran du logiciel Xilinx.

ModelSim XE II v5.6e

Pour simuler un composant écrit en VHDL, il faut créer un environnement de test au moyen d'un autre programme écrit en VHDL qui va tester le composant initial. Si l'on compare le programme à un composant électronique, cela veut dire qu'il faut le câbler sur un simulateur représentant le programme de test et lui envoyer les signaux électriques nécessaires à son bon fonctionnement (horloge reset pour la remise à zéro etc.) et récupérer les signaux de sortie sur un oscilloscope (ici le logiciel ModelSim). ModelSim XE II v5.6e est un logiciel de simulation permettant de tester le fonctionnement des composants créés en VHDL. Après avoir créé l'environnement nécessaire au fonctionnement du composant il permet de tester le fonctionnement global (les entrées sont écrites en VHDL) et de visualiser les sorties comme sur un analyseur numérique. Après avoir testé le fonctionnement du composant indépendamment on peut le câbler (en VHDL) au reste du composant. L'ensemble du composant est testé sur un analyseur numérique type HP en surveillant l'activité sur les fils connectés à la carte (voir Graphique E 1).



Graphique E 1 : Copie de l'écran du logiciel ModelSim.

IMPACT

C'est le logiciel utilisé pour l'implantation (le téléchargement) du code synthétisé dans le composant FPGA. (Cette programmation se fait via le mode JTAG). Les données nécessaires à la programmation des composants Xilinx sont émises via une liaison de type JTAG.

Spartan-3 (X3S200 FT256)

EEPROM
Xc3s02

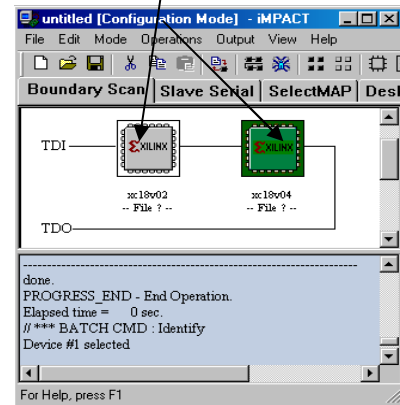
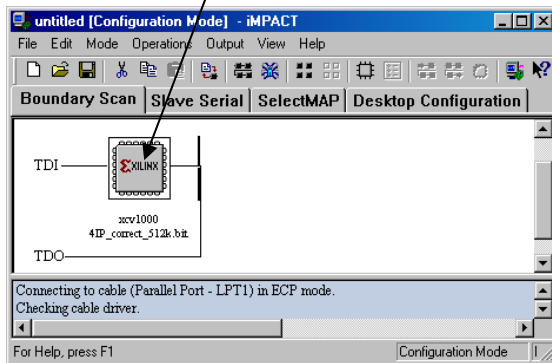


Figure E 2 : Copie de l'écran du logiciel ModelSim.

Spartan-3 (X3S200 FT256)

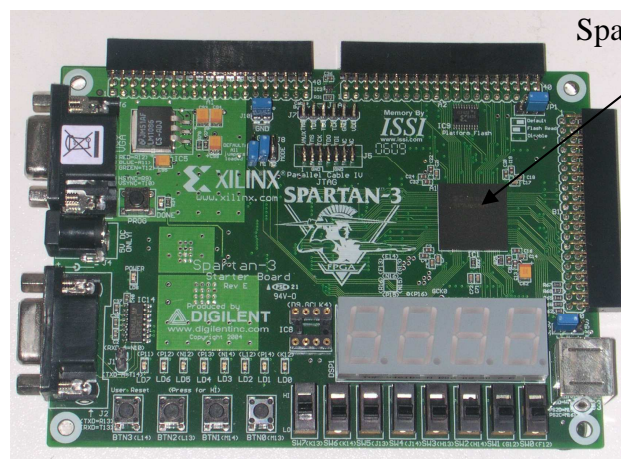
SRAM (Two 256K x 16)

RS232, JTAG3, JTAG-IV

Keyboard/Mouse, VGA connectors

RoHS compliant

Xilinx ISE® WebPACK™ or ISE Foundation™ evaluation software



Spartan-3 (X3S200 FT256)

Figure E 3 : La carte électronique permettant de réaliser les acquisitions.

Labview 8.2i

Il existe de très nombreux logiciel pour développer une interface homme machine, Labview permet de façon simple de créer une interface permettant la lecture et l'écriture le la liaison série RS 232, et l'enregistrement de donnée sur le disque dur (voir Figure E 4).

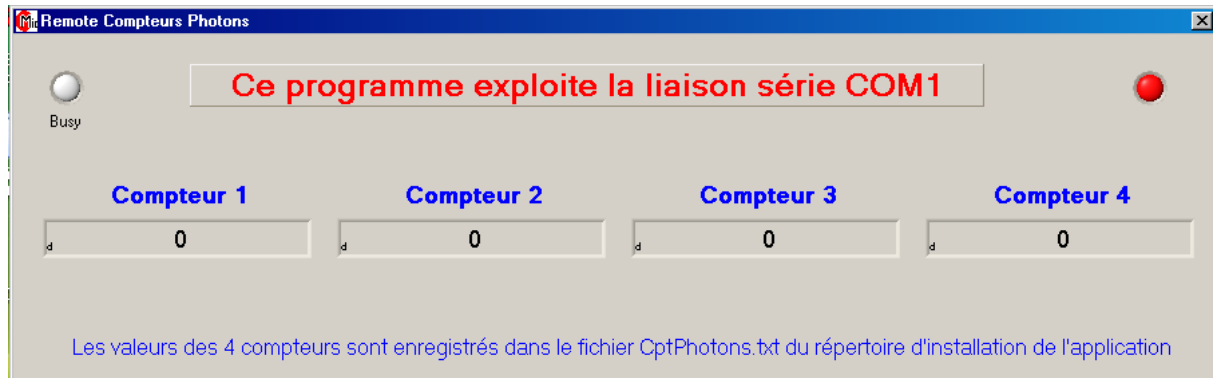


Figure E 4 : Copie de l'écran du logiciel Labview (notre interface).

Les méthodes

Introduction sur le VHDL

Le VHDL n'est pas un nouveau langage de programmation mais un langage de description de fonction logique. Il est devenu, un outil indispensable pour la conception des circuits intégrés spécifiques.

De nos jours la logique s'est imposée dans toute l'électronique. Toutefois la logique à circuit intégré standard ne représente plus qu'un très faible pourcentage de la logique actuelle. Elle a cédé la place au FPGA. Ce composant est fait pour des applications spécifiques et nécessite des logiciels adéquats. Le VHDL est un outil de description de système logique intégré dans un composant. De plus le VHDL permet à l'utilisateur de passer directement de la description du schéma électronique souhaité à son intégration dans le composant FPGA.

Le VHDL est un langage de description de circuits, en d'autres termes un moyen commode de remplacer un schéma par un fichier texte. Il peut être employé pour décrire des circuits intégrés, que ce soit des FPGA ou des ASIC, mais également pour des systèmes complets comprenant plusieurs circuits intégrés complexes interconnectés.

Ce n'est en aucun cas un langage de programmation informatique classique tel que le C, mais bien un langage de description, destiné à des électroniciens. Il offre de nombreuses possibilités de codage, allant d'une description purement comportementale à une description fine jusqu'au niveau portes et bascules. On peut distinguer deux styles d'écriture :

Le VHDL comportemental, qui décrit le comportement du circuit (ou de la fonction) sous une forme algorithmique.

Le VHDL synthétisable, qui décrit l'architecture interne du circuit sous la forme d'un assemblage de fonctions électroniques connues (registres, logique combinatoire, compteurs, machines à états finis, etc.) et est directement exploitable par des outils informatiques (synthétiseurs logiques) pour produire une netlist, laquelle représente l'assemblage physique des ressources élémentaires du FPGA.

Des simulations permettent de vérifier que le code décrit bien la fonction demandée, qu'il n'y a pas d'erreur de conception. Ces simulations sont possibles quel que soit le style d'écriture. On peut même mélanger dans une même simulation une partie de code décrivant le circuit en VHDL synthétisable et une autre décrivant le banc de test en VHDL comportemental.

Un des grands avantages du VHDL est sa modularité. Un module ou unité de conception VHDL se compose d'une entité et d'une architecture. L'entité définit le module vu de l'extérieur, ses interfaces en termes de signaux et bus d'entrée / sortie. L'architecture définit l'intérieur du module, sa fonctionnalité. Cette fonctionnalité peut être décrite en VHDL comportemental ou synthétisable, faire appel à un assemblage d'autres entités, etc.

Etapes pour la conception d'un FPGA (Figure E 5)

Pour tester, et valider le bon fonctionnement des composants réalisés en VHDL, on utilise le logiciel ModelSim.

Il y a deux types de composants :

Les composants internes aux FPGA

Les composants internes au FPGA représentent les véritables composants qui sont synthétisables. Ils utilisent la syntaxe VHDL synthétisables et sont utilisés pour la programmation du FPGA.

Les composants de test

Ils utilisent une syntaxe plus élargie, ils sont faits pour tester le bon fonctionnement des composants internes au FPGA.

Ils ne sont donc pas forcément synthétisables (et ne sont pas faits pour l'être).

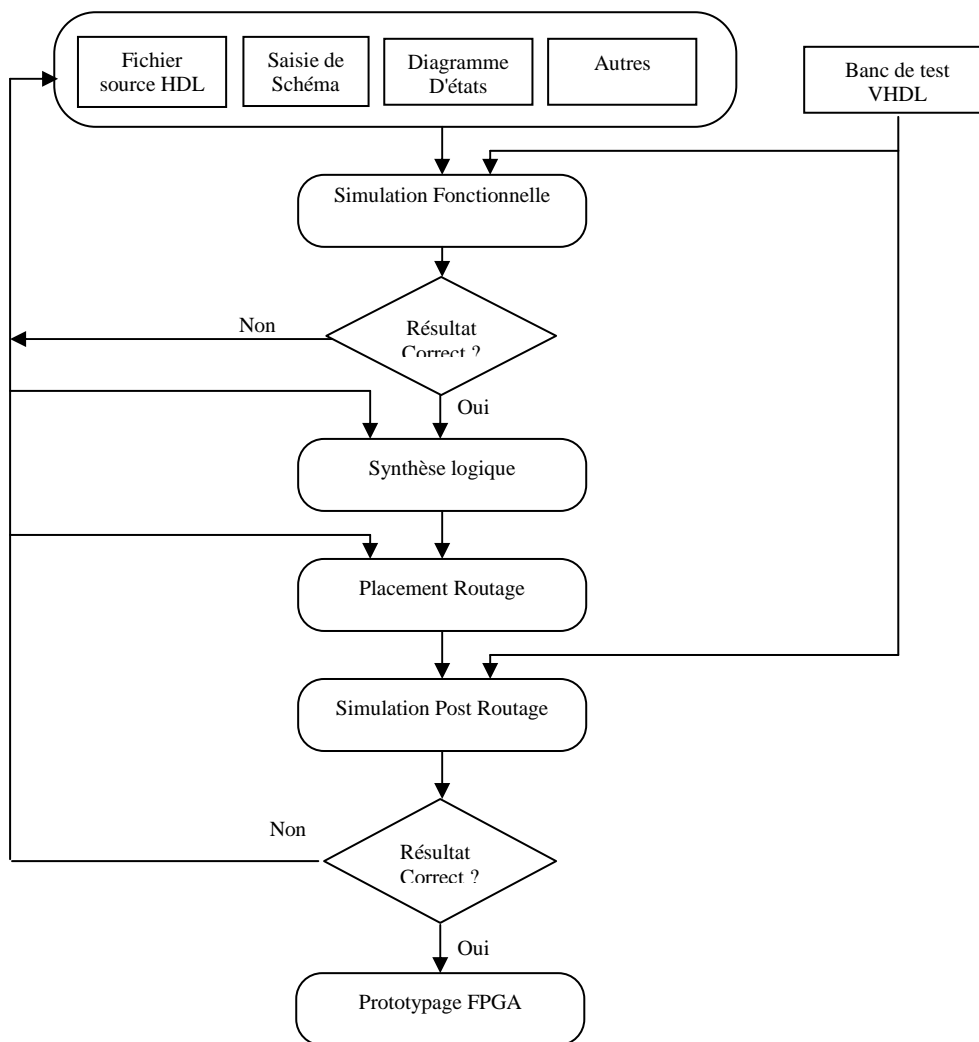


Figure E 5 : Les étapes pour la conception d'un FPGA

Simulation fonctionnelle

La simulation fonctionnelle permet de s'assurer que le code source VHDL décrit bien le fonctionnement souhaité, qu'il n'y a pas d'erreur de conception. A ce niveau, le comportement du circuit est considéré comme parfait, c'est à dire que les temps de retard dus aux opérateurs logiques ne sont pas pris en compte. Seule importe ici la validation de la fonctionnalité de la description. Si des erreurs sont découvertes, il faut retoucher le code source pour les corriger. Pour que cette étape de vérification soit la plus efficace possible, il faut que le banc de test (la partie du code générant les stimuli et vérifiant les signaux de sortie) soit parfaitement exhaustif et qu'il prenne en compte tous les cas possibles... Idéalement, ce banc de test devrait être codé à partir des spécifications par une personne différente du concepteur du FPGA, afin que ce dernier ne soit pas à la fois juge et partie.

Les simulateurs sont des outils matures et conviviaux, qui permettent une mise au point rapide du code VHDL. Néanmoins, des simulations de FPGA très complexes peuvent prendre beaucoup de temps (de quelques heures à plusieurs jours...) voire même être impossibles à réaliser efficacement ! Dans ces cas là, la simulation ne pourra se faire que par

parties, la validation finale étant réalisée par prototypage, l'espoir de tout valider par simulation devenant complètement illusoire.

Synthèse logique

L'opération de synthèse logique est faite automatiquement par un outil informatique. Celui-ci lit le fichier source VHDL précédemment validé par simulation, l'analyse, et traduit les différentes fonctions décrites en un assemblage de fonctions élémentaires disponibles sur le FPGA. Cet assemblage, appelé "netlist", sera ensuite fourni à l'outil de placement routage. La synthèse logique dépend du FPGA cible choisi, ainsi que de directives données par le concepteur. Ces directives concernent la manière dont certaines fonctions doivent être implantées, en particulier les machines à états qui peuvent donner lieu à plusieurs réalisations physiques différentes pour un même graphe d'état (et une même fonctionnalité). Un autre paramètre important est la fréquence maximale d'horloge. Le synthétiseur peut être laissé libre, et calculer à la fin de la synthèse la fréquence maximale possible pour l'horloge, ou bien une fréquence minimale peut lui être imposée, et il essaiera de produire une netlist respectant ce critère. Généralement, imposer une fréquence d'horloge plus élevée nécessite plus de ressources élémentaires du FPGA, certains opérateurs devant être dupliqués pour que le circuit puisse tenir cette contrainte. Il est donc important de trouver le bon compromis entre la vitesse et le taux d'occupation du FPGA.

Placement routage

L'étape de placement routage est réalisée automatiquement par un outil informatique fourni par le fabricant du FPGA. Elle consiste à lire la netlist venant du synthétiseur, à affecter à chaque opérateur élémentaire une cellule logique du FPGA (placement) et à relier toutes ces cellules entre elles (routage). Ici aussi une contrainte de fréquence maximale d'horloge peut être imposée à l'outil, qui devra regrouper au plus près certains opérateurs pour minimiser les temps de transit et assurer le respect de cette contrainte. Ceci peut s'avérer impossible, et le concepteur devra retoucher le code source pour y décrire la fonction critique sous une autre forme (duplication d'opérateur, etc.). En fin de placement routage, l'outil fournit un fichier binaire permettant de programmer le FPGA, et un fichier de simulation (généralement en VHDL comportemental) qui intègre tous les temps de propagation dans les opérateurs et les connexions internes au FPGA.

Simulation post routage

La simulation post routage est faite à partir du fichier fourni par le placeur-routeur. Ce fichier intègre tous les temps de propagation interne au FPGA, la simulation correspond à la réalité physique, et ne suppose plus des opérateurs logiques parfaits. Idéalement, elle réutilise le banc de test VHDL ayant servi à la simulation fonctionnelle. Elle permet de s'assurer que les temps de propagation internes n'ont pas modifié la fonctionnalité recherchée, et que le circuit réalise bien la fonction demandée à la fréquence d'horloge voulue. Divers paramètres peuvent être ajustés, tels que les temps de propagation maxima et minima ou la tension d'alimentation du circuit, afin de rejouer la simulation dans les "pires cas" et valider le comportement du circuit. En cas de découverte d'une non-fonctionnalité, il faut identifier clairement la partie du circuit posant problème et remonter dans les étapes précédentes (placement / routage, synthèse) pour essayer de le corriger, en modifiant les options de placement / routage ou de synthèse. Si cela s'avère impossible, la seule solution est de reconcevoir le bloc en défaut. En règle générale, les simulations post routage sont plutôt

pessimistes, et il est très rare de voir un FPGA ayant passé avec succès cette étape ne pas fonctionner correctement lors du prototypage.

Dans de nombreux cas, l'étape de simulation post routage sera purement et simplement supprimée, et remplacée directement par le prototypage, en particulier si le FPGA est de type EEPROM ou SRAM.

Prototypage

L'étape de prototypage voit la première réalisation "physique" de la fonction conçue. Le FPGA peut être intégré soit sur une carte spécialement dédiée au test, soit directement sur la carte système pour laquelle il a été conçu, si cette dernière permet un accès suffisant aux divers signaux. Selon son type, le FPGA a été préalablement programmé ou sa configuration est téléchargée après son intégration sur la carte. La mise au point nécessite l'utilisation de moyens de mesure tels qu'oscilloscopes numériques et analyseurs logiques. Si un dysfonctionnement est découvert, il faut s'assurer qu'il provient bien du FPGA et non du reste du système, puis identifier la fonction en cause. Une simulation particulière permet le plus souvent de mettre en évidence le problème et d'y apporter les corrections nécessaires par retouche du code source ou nouvelle synthèse / placement / routage avec des options différentes. Enfin, un passage de la carte en enceinte thermique validera le fonctionnement du FPGA dans son domaine de température.

Cette étape de prototypage est indispensable pour valider un FPGA. Elle permet de vérifier que le système fonctionne parfaitement dans les conditions réelles, et souvent de détecter des problèmes qui ont échappé à la simulation. Ces non-détections peuvent venir du fait que le banc de test de simulation ne couvrait pas tous les cas possibles, ou que la durée de la simulation a été trop courte pour mettre en évidence le défaut. En effet il n'est pas rare de voir que dix secondes de fonctionnement réelle sur la carte FPGA, nécessitent une simulation de plus de dix jours. Dans notre cas une acquisition de 20 minutes d'impulsion Geiger avec un rythme de 2000 cps.s^{-1} , nécessite en simulation plusieurs mois de calculs.

ANNEXE F

Le Calcul de la coïncidence.

Nous allons utiliser deux photodiodes de 30 μm de diamètre. Elles sont polarisées à 47V c'est-à-dire 4V au delà de la tension d'avalanche. Placées dans le noir à cette tension et à 24°C elles présentent un bruit de 50 kcps.s⁻¹ voir Graphique 4.20. On observe le bruit à l'oscilloscope en utilisant le montage Figure 4.16. On constate qu'il y a des impulsions de 40ns de large, après traitement (comparateur, voir ANNEXE D).

Ces impulsions peuvent être très rapprochées (= 40 ns entre deux fronts montants) comme très éloignées (=40 μs entre deux fronts montants).

Si l'on considère ce bruit aléatoire équiprobable, cela revient à dire qu'il y a autant de chance de sortir des impulsions aussi bien espacées de 40 ns que très éloignées : la valeur maximale étant de 40 μs car il faut avoir une moyenne de 50 000 cps.s⁻¹.

Le système est comparable avec un jeu de dés à 6 faces, on a une chance sur six de sortir chaque face :

Pour les photodiodes à avalanche polarisées en mode Geiger on a 40 chances sur 40 000 que le signal soit à 1 à un instant t, voir Équation F 1, Équation F 2 et Équation F 3

P_{A1} : Probabilité d'obtenir le signal issu d'une photodiode à '1'.

P_{A2} : Probabilité d'obtenir le signal de coïncidence issu de deux photodiodes Geiger à '1'.

L_i : Largeur de l'impulsion pour l'APD 1 et l'APD 2 : 40 * 10⁻⁹ s

f_{g1} : Fréquence moyenne en mode Geiger pour l'APD 1 : 50 000 cps.s⁻¹

$$P_{A1} = \frac{L_i}{L_i + \frac{1}{\frac{f_{g1}}{2}}} \quad P_{A1} = \frac{f_{g1}L_i}{f_{g1}L_i + 2} \quad P_{A1} = \frac{40}{40 + 40000} = 1 * 10^{-3}$$

Équation F 1 : Probabilité d'avoir le signal issu d'une photodiode à '1'.

Avec 2 photodiodes identiques, la probabilité pour avoir les deux signaux à '1' (une coïncidence entre les deux) est donc :

$$P_{A2} = \left(\frac{f_{g1}L_i}{f_{g1}L_i + 2} \right)^2 \quad P_{A2} = \left(\frac{40}{40 + 40000} \right)^2 = 1 * 10^{-6}$$

Équation F 2 : Probabilité d'avoir le signal issu de deux photodiodes à '1'.

Avec 3 photodiodes identiques, la probabilité pour avoir les trois signaux à '1' (une coïncidence triple) est donc :

$$P_{A3} = \left(\frac{f_{g1}L_i}{f_{g1}L_i + 2} \right)^3$$

Équation F 3 : Probabilité d'avoir le signal issu de trois photodiodes à '1'.

Avec 2 photodiodes différentes, la probabilité pour avoir les 2 signaux à '1' (une coïncidence double) est donc :

$$P_{A2d} = \left(\frac{f_{g1}L_i}{f_{g1}L_i + 2} \right) \left(\frac{f_{g2}L_i}{f_{g2}L_i + 2} \right) = \frac{f_{g1}f_{g2}L_i^2}{(f_{g1}L_i + 2)(f_{g2}L_i + 2)}$$

Équation F 4 : Probabilité d'avoir le signal issu de deux photodiodes différentes à '1'.

Avec 3 photodiodes différentes, la probabilité pour avoir les 3 signaux à '1' (une coïncidence triple) est donc :

$$P_{A3d} = \left(\frac{f_{g1}L_i}{f_{g1}L_i + 2} \right) \left(\frac{f_{g2}L_i}{f_{g2}L_i + 2} \right) \left(\frac{f_{g3}L_i}{f_{g3}L_i + 2} \right) = \frac{f_{g1}f_{g2}f_{g3}L_i^3}{(f_{g1}L_i + 2)(f_{g2}L_i + 2)(f_{g3}L_i + 2)}$$

Équation F 5 : Probabilité d'avoir le signal issu de trois photodiodes différentes à '1'.

Pour pouvoir calculer la fréquence de la coïncidence, il est nécessaire de connaître la largeur de la coïncidence. Le signal de coïncidence passe à '1' lorsque les deux signaux n°1 et n°2 sont à '1' voir Figure F 1.

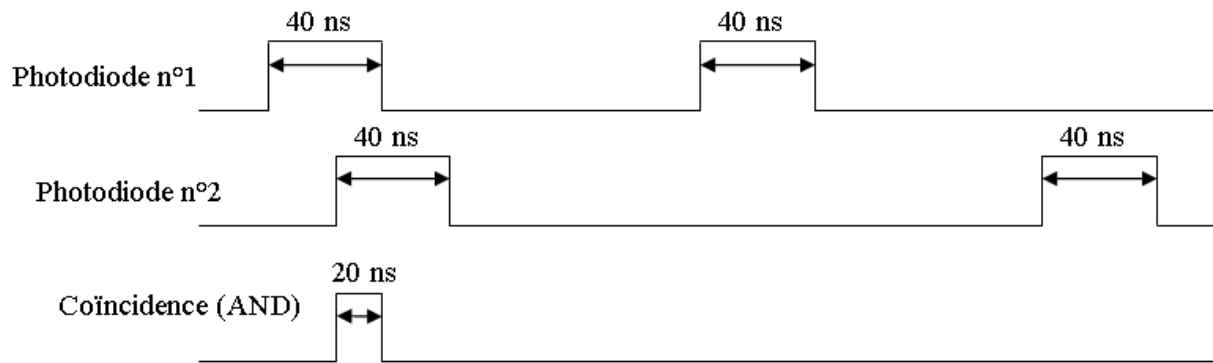


Figure F 1 : Le signal de coïncidence.

On note la largeur de cette impulsion de coïncidence double : L_{ic2} . Il n'y a aucune raison que le signal n°2 arrive plus souvent en avance qu'en retard par rapport au signal 1. On considère le signal n°1 fixe et le signal n°2 mobile. On fait la somme de toutes les possibilités de coïncidences équiprobables, et on divise par le nombre de coïncidences possibles pour avoir la moyenne.

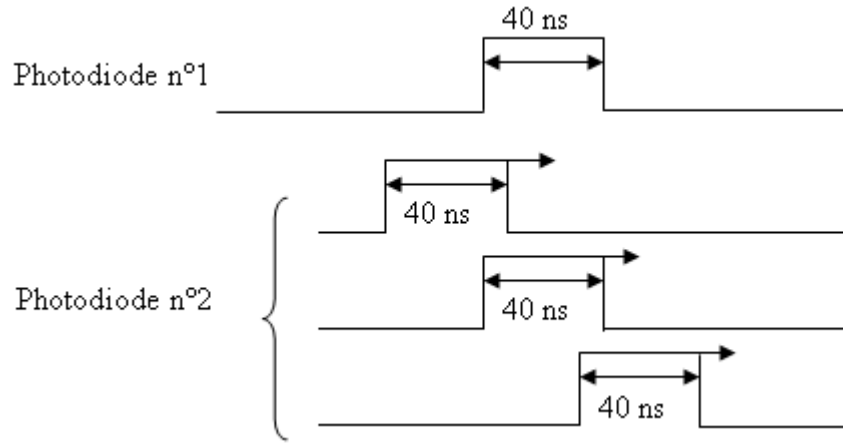


Figure F 2 : Etude de la largeur moyenne du signal de coïncidence double.

La largeur de la coïncidence entre deux photodiodes sera :

Avec des largeurs d'impulsions identiques : L_{ic2}

Avec des largeurs d'impulsions différentes : L_{ic2d}

$$L_{ic2} = \frac{\int_0^{L_i} t dt + \int_0^{L_i} t dt}{2L_i} = \frac{\int_0^{L_i} t dt}{L_i} = \frac{\frac{L_i^2}{2}}{L_i} = \frac{L_i}{2} = \frac{40}{2} = 20ns$$

$$L_{ic2d} = \frac{\int_0^{L_i} t dt + \int_0^{L_i} t dt}{2L_i} = \frac{\int_0^{L_i} t dt}{L_i} = \frac{\frac{L_i^2}{2}}{L_i} = \frac{L_i}{2}$$

Équation F 6 : Largeurs de l'impulsion pour une coïncidence double.

$$L_{ic3} = \frac{\int_0^{\frac{L_i}{2}} t dt + \left(L_i - \frac{L_i}{2}\right) * \left(L_i - \frac{L_i}{2}\right) + \int_0^{\frac{L_i}{2}} t dt}{\frac{L_i}{2} + \frac{L_i}{2} + \frac{L_i}{2}} = \frac{\left[\frac{t^2}{2}\right]_0^{\frac{L_i}{2}} + \frac{L_i^2}{4} + \left[\frac{t^2}{2}\right]_0^{\frac{L_i}{2}}}{\frac{3L_i}{2}} = \frac{L_i}{3}$$

$$L_{ic3} = \frac{\left[\frac{t^2}{2}\right]_0^{20} + 400 + \left[\frac{t^2}{2}\right]_0^{20}}{60} = \frac{\frac{20^2}{2} + 400 + \frac{20^2}{2}}{60} = 13,3ns$$

Équation F 7 : Largeurs de l'impulsion pour une coïncidence triple.

Dans le calcul précédent, on a déterminé la largeur de la coïncidence. Il nous reste à déterminer la probabilité, et la fréquence de la coïncidence.

Le signal de coïncidence ainsi obtenu résulte de deux signaux que l'on a considérés équiprobables de fréquence 50 kcps.s^{-1} . On peut également considérer le signal de coïncidence, aléatoire et équiprobable suivant la même probabilité du jeu de dés à 6 faces. C'est-à-dire on a 20 chances sur $20+x$ que le signal soit à 1, et on recherche la quantité $20+x$.

$$P_{C2} = \frac{L_{ic2}}{L_{ic2} + x} = \frac{\frac{L_i}{2}}{\frac{L_i}{2} + x} = \frac{L_i}{L_i + 2x} \quad P_{C2} = \frac{20}{20 + x}$$

Équation F 8 : Probabilité d'avoir le signal de coïncidence à '1' avec deux photodiodes identiques.

$$P_{C3} = \frac{L_{ic3}}{L_{ic3} + x} = \frac{\frac{L_i}{3}}{\frac{L_i}{3} + x} = \frac{L_i}{L_i + 3x}$$

Équation F 9 : Probabilité d'avoir le signal de coïncidence à '1' avec trois photodiodes identiques.

Pour calculer la fréquence de la coïncidence double il reste à écrire que : $P_{A2} = P_{C2}$

On considère f_g : la fréquence moyenne en mode Geiger de la photodiode 1 et 2 identique.

$$\left(\frac{f_{g1} L_i}{f_{g1} L_i + 2} \right)^2 = \frac{L_i}{L_i + 2x}$$

Équation F 10 : Egalité des probabilités pour calculer la fréquence de la coïncidence double.

$$\left(\frac{40}{40 + 40000} \right)^2 = \frac{20}{20 + x} \quad x \approx 20ms$$

Le temps maximum entre deux coups sera donc de 20 ms. La fréquence moyenne sera donc d'environ 100 Hz voir Équation F 11 . On peut également calculer la fréquence de la coïncidence triple (avec trois photodiodes) (Équation F 12).

$$P_{A3d} = \left(\frac{f_{g1} L_i}{f_{g1} L_i + 2} \right) \left(\frac{f_{g2} L_i}{f_{g2} L_i + 2} \right) \left(\frac{f_{g3} L_i}{f_{g3} L_i + 2} \right) = \frac{f_{g1} f_{g2} f_{g3} L_i^3}{(f_{g1} L_i + 2)(f_{g2} L_i + 2)(f_{g3} L_i + 2)}$$

$$f_{c2} = \frac{1}{T_{c2}} = \frac{2}{(L_{ic2} + x)} \quad f_{c2} = \frac{4}{(2x + L_i)}$$

$$f_{c2} = \frac{4 f_g^2 L_i}{f_g^2 L_i^2 + 4 f_g L_i + 4} \quad f = 99,8Hz$$

Équation F 11 : Fréquence de la coïncidence double f_{c2} .

$$\left(\frac{f_{g1}L_i}{f_{g1}L_i + 2}\right)^3 = \frac{L_i}{L_i + 3x} \quad x = \frac{2(3f_{g1}^2L_i^2 + 6f_{g1}L_i + 4)}{3f_{g1}^3L_i^2} \quad T_{c3} = \frac{(L_{ic3} + x)}{2} = \frac{\frac{L_i}{3} + x}{2} = \frac{3x + L_i}{6}$$

$$f_{c3} = \frac{1}{T_{c3}} = \frac{2}{(L_{ic3} + x)} \quad f_{c3} = \frac{6f_{g1}^3L_i^2}{f_{g1}^3L_i^3 + 6f_{g1}^2L_i^2 + 12f_{g1}L_i + 8}$$

$$f_{c3} = 0,15Hz$$

Équation F 12 : Fréquence de la coïncidence triple f_{c3} .

Il est important de calculer la fréquence de coïncidence avec deux et trois photodiodes différentes (bruit et largeur d'impulsion). Car en réalité les photodiodes que nous utilisons n'ont pas exactement les mêmes niveaux de bruit.

$$f_{c2d} = \frac{4f_{g1}f_{g2}L_i}{(f_{g1}L_i + 2)(f_{g2}L_i + 2)} \quad f_{c3d} = \frac{6f_{g1}f_{g2}f_{g3}L_i^2}{(f_{g1}L_i + 2)(f_{g2}L_i + 2)(f_{g3}L_i + 2)}$$

Équation F 13 : Fréquence de la coïncidence double et triple pour des photodiodes différentes.

f_{g1} : Fréquence moyenne en mode Geiger pour l'APD 1 : 50 kcps.s⁻¹

f_{g2} : Fréquence moyenne en mode Geiger pour l'APD 2 : 40 kcps.s⁻¹

f_{g3} : Fréquence moyenne en mode Geiger pour l'APD 3 : 45 kcps.s⁻¹

L_i : Largeur de l'impulsion pour l'APD 1 et l'APD 2 : 40 * 10⁻⁹ s

$$f_{c2d} = 79,8Hz \quad f_{mesurée} = 80Hz$$

$$f_{c3d} = 0,10Hz \quad f_{mesurée} = 0,10Hz$$

AUTEUR : PELLION Denis
TITRE : Modélisation, fabrication et évaluation des photodiodes à avalanche polarisées en mode Geiger pour la détection du photon unique dans les applications Astrophysiques.

DIRECTEUR DE THESE : BAZER-BACHI Robert
LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : CESR TOULOUSE LE 08/12/2007

RESUME :

La genèse des travaux présentés dans ce mémoire se situe dans le domaine de l'astrophysique des très hautes énergies. Il y a un siècle les scientifiques de la planète ont identifié un nouveau type de messagers venant de l'espace : les rayons cosmiques. Ce rayonnement est constitué de particules (photons et autres) de très haute énergie qui bombardent la terre en permanence. Le passage de rayonnements cosmiques dans l'atmosphère terrestre se traduit par la génération de brefs éclairs lumineux (5ns) d'une intensité très faible (1pW) : le flash Tcherenkov, devenant alors visible du sol.

Dans l'état de l'art le meilleur détecteur de lumière est aujourd'hui le Photomultiplicateur (PMT), grâce à ses caractéristiques de sensibilité et de vitesse. Mais il présente quelques inconvénients : faible efficacité quantique, coût, poids etc. Nous présentons dans cette thèse une nouvelle technologie alternative : les compteurs de photons sur semi-conducteur, constitués de photodiodes polarisées en mode Geiger.

Ce mode de fonctionnement permet d'obtenir un effet de multiplication au moins identique à celui des PMT. Un modèle physique et électrique a été développé pour reproduire le comportement de ce détecteur.

Nous présentons ensuite dans ce travail de thèse un procédé technologique original permettant la réalisation de ces dispositifs dans la centrale de technologie du LAAS-CNRS, avec la simulation de chaque opération du processus.

Nous avons mis au point une fiche pour la caractérisation électrique des dispositifs, du mode statique au mode dynamique, et vérifié la conformité aux simulations SILVACO, et au modèle initial. Les résultats obtenus sont déjà excellents, compte tenu qu'il s'agit d'une première étape de prototypage, et comparables avec les résultats publiés dans la littérature.

Ces composants sur silicium peuvent intervenir dans toutes les applications où il y a un photomultiplicateur, et le remplacer. Les applications sont donc très vastes et la croissance du marché très rapide. Nous présentons une première expérience d'astrophysique installée au Pic du Midi qui a détecté des flashes Tcherenkov de rayons cosmiques avec cette nouvelle technologie à semi-conducteur.

The genesis of the work presented in this this is in the field of very high energy astrophysics. One century ago, scientists identified a new type of messenger coming from space: cosmic rays. This radiation consists of particles (photons or other) of very high energy which bombard the Earth permanently. The passage of cosmic radiations in the Earth's atmosphere results in the creation of briefs luminous flashes (5ns) of very low intensity (1pW), a Cherenkov flash, and then becomes visible on the ground

In the current state of the art the best detector of light today is the Photomultiplier tube (PMT), thanks to its characteristics of sensitivity and speed. But there are some drawbacks: low quantum efficiency, cost, weight etc. We present in this thesis a new alternative technology: silicon photon counters, made of photodiodes polarized in Geiger mode.

This operating mode makes it possible to obtain an effect of multiplication comparable to that of the PMT. A physical and electrical model was developed to reproduce the behaviour of this detector. We then present in this thesis work an original technological process allowing the realization of these devices in the Central of Technology of LAAS-CNRS, with the simulation of each operation of the process.

We developed a scheme for the electric characterization of the devices, from the static mode to the dynamic mode, in order to check conformity with SILVACO simulations and to the initial model. Results are already excellent, given this is only a first prototyping step, and comparable with the results published in the literature.

These silicon devices can intervene in all the applications where there is a photomultiplier and replace it. The applications are thus very numerous and the growth of the market of these detectors is very fast. We present a first astrophysical experiment installed at the Pic du Midi site which has detected Cherenkov flashes from cosmic rays with this new semiconductor technology.

MOTS-CLES

SiPM, APD, Geiger, Photodiode, avalanche, imageur, FPGA, astrophysique THE, Flash Cherenkov.

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE :
Microélectronique et instrumentation en astrophysique

INTITULE ET ADRESSE DE L'U.F.R. OU DU LABORATOIRE :

Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements : CESR
UMR 5187

9, av du Colonel Roche
BP 44346
31028 Toulouse Cedex 4

